

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ОДЕСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ЕКОЛОГІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

Є.П.Школьний

ФІЗИКА АТМОСФЕРИ

Підручник

Рекомендовано Міністерством освіти і науки України як навчальний посібник для студентів вищих навчальних закладів, які навчаються за напрямом “Гідрометеорологія”.

Одеса – 2005

ББК 2623

УДК 551.51 (075.8)

*Гриф надано Міністерством освіти і науки України
(лист № _____ від _____ .20 ____ р.).*

Рецензенти:

Мартазінова В.Ф., д.ф.-м.н., професор УкрНДГМІ

Покутний С.Г., д.ф.-м.н., професор, Національний університет
ім. Мечнікова І.І.

Школьний Є.П.

Фізика атмосфери: Підручник /Школьний Є.П. – Одеса, 2005. – 507 с.

ISBN

Розглядаються основні закони та закономірності, притаманні атмосферним процесам і явищам. Для студентів та аспірантів гідрометеорологічного напряму навчання.

ББК

ISBN

© Одеський державний
екологічний університет, 2005

ЗМІСТ

ВСТУП	10
СКЛАД ТА БУДОВА АТМОСФЕРИ	14
1 Склад атмосфери	14
1.1 Основні газові компоненти атмосфери	14
1.2 Змінні газові складові атмосфери	17
1.2.1 Озон	17
1.2.2 Вуглекислий газ	22
1.2.3 Водяна пара	25
2 Будова атмосфери	29
2.1 Принципи поділу атмосфери на шари	29
2.2 Тропосфера, стратосфера і мезосфера	35
2.2.1 Тропосфера	35
2.2.2 Стратосфера і мезосфера	36
РІВНЯННЯ СТАНУ ПОВІТРЯ	39
1 Рівняння стану сухого повітря	39
2 Рівняння стану вологого повітря	41
ПОЛЯ МЕТЕОРОЛОГІЧНИХ ВЕЛИЧИН СИЛИ, ЩО ДІЮТЬ В АТМОСФЕРІ	45
1 Поля і градієнти фізичних параметрів атмосфери	45
2 Сили, що діють в атмосфері	48
2.1 Сила ваги	48
2.2 Сила баричного градієнта	50
2.3 Сила Коріоліса	52
2.4 Сила тертя	54
2.4.1 Турбулентність атмосфери	54
2.4.2 Турбулентні потоки субстанції	56
2.4.3 В'язкі сили	61
СТАТИКА АТМОСФЕРИ	64
1 Основне рівняння статички атмосфери	64
2 Змінювання густини повітря з висотою	67
3 Барометричні формули	68
3.1 Барометрична формула однорідної атмосфери	68
3.2 Барометрична формула ізотермічної атмосфери	69
3.3 Барометрична формула політропної атмосфери	71
3.4 Барометричні формули реальної атмосфери	73
3.5 Барометрична формула верхньої атмосфери	75
3.6 Барометрична формула геопотенціалу	77

ОСНОВИ ДИНАМІКИ АТМОСФЕРИ	80
1 Рівняння руху турбулентної атмосфери	80
2 Рівняння нерозривності	83
3 Рухи вільної атмосфери	86
3.1 Геострофічний вітер	86
3.2 Змінювання геострофічного вітру з висотою. Термічний вітер	90
3.3 Баротропна і барокліні атмосфера	95
3.4 Градієнтний вітер у полі кругових ізобар	97
4 Рухи повітря у граничному шарі атмосфери	100
4.1 Вплив сил тертя на рух повітря	100
4.2 Вертикальний профіль вітру в приземному шарі	102
4.3 Вертикальний профіль вітру у граничному шарі атмосфери	106
4.4 Вертикальні рухи повітря	108
4.5 Місцеві мезомасштабні циркуляції	111
4.5.1 Орфографічні вітри	111
4.5.2 Місцеві вітри термічного походження	112
ТЕРМОДИНАМІКА АТМОСФЕРИ	115
1 Термодинамічні процеси в сухій атмосфері	115
1.1 Перший принцип термодинаміки	115
1.2 Політропічний процес	116
1.3 Адіабатичний процес у сухому повітрі	118
1.3.1 Рівняння першого принципу термодинаміки для адіабатичного процесу	118
1.3.2 Сухоадіабатичний градієнт температури	118
1.3.3 Потенціальна температура	120
2 Термодинамічні процеси у вологому повітрі	122
2.1 Адіабатичний процес у вологому ненасиченому водяною парою повітрі	122
2.2 Потенціальна температура й ентропія	123
2.3 Залежність парціального тиску насиченої водяної пари від температури	125
2.4 Вологоадіабатичний процес. Вологоадіабатичний градієнт температури	127
2.5 Псевдоадіабатичний процес	131
3 Умови стійкості атмосфери	133
3.1 Енергія нестійкості	133
3.2 Умови вертикальної стійкості атмосфери	137
3.3 Критерії нестійкості атмосфери за методом шару	142

4	Неадиабатична модель конвекції	145
4.1	Елементи конвекції, ефект затягування	145
4.2	Система рівнянь динаміки терміка	147
4.3	Динаміка сухого терміка при постійному показнику затягування	149
4.3.1	Змінювання перегріву терміка	149
4.3.2	Змінювання швидкості підйому терміка	151
4.4	Рух сухого терміка зі змінним показником затягування	153
4.4.1	Модель показника затягування	153
4.4.2	Динаміка терміка при змінюванні показника затягування	155
ПЕРЕНОС РАДІАЦІЇ В АТМОСФЕРІ		160
1	Кількісні характеристики та закони випромінювання	160
1.1	Кількісні характеристики випромінювання	160
1.2	Закони випромінювання	166
1.2.1	Закон Кірхгофа	166
1.2.2	Функція Планка	166
1.2.3	Закони Віна	171
1.2.4	Закон Стефана-Больцмана	172
2	Сонячна радіація на верхній границі атмосфери Землі	173
2.1	Випромінювання Сонця та сонячна стала	173
2.2	Розподіл сонячної енергії на верхній границі атмосфери	178
3	Перенос сонячної радіації в атмосфері	184
3.1	Рівняння переносу радіації. Закон Буге-Ламберта-Бера ...	184
3.2	Коефіцієнт прозорості та фактор мутності атмосфери	188
3.3	Пряма сонячна радіація	191
4	Поглинення сонячної радіації в атмосфері	193
4.1	Формування ліній поглинення	193
4.2	Уширення тиском	196
4.3	Доплерівське уширення	200
4.4	Особливості поглинення сонячної радіації в атмосфері ...	201
4.5	Нагрівання атмосфери за рахунок поглинення сонячної радіації	206
5	Розсіювання світла в атмосфері	210
5.1	Молекулярне розсіяння	210
5.1.1	Формула Релея	210
5.1.2	Індикатриса й коефіцієнт розсіяння сонячного світла	214
5.2	Аерозольне розсіювання сонячної радіації	217
5.3	Потік розсіяної сонячної радіації	220

6	Сумарна сонячна радіація. Відбиття сонячної радіації	222
6.1	Потік сумарної радіації	222
6.2	Альbedo земної поверхні і хмар	225
7	Теплова інфрачервона радіація в атмосфері	228
7.1	Спектр теплової інфрачервоної радіації та загальні характеристики спектрів поглинення атмосферних газів	228
7.1.1	Спектр теплової інфрачервоної радіації в атмосфері	228
7.1.2	Формування смуг поглинення теплової інфрачервоної радіації	230
7.2	Перенос теплової інфрачервоної радіації в атмосфері	237
7.2.1	Інтегрування рівняння переносу радіації для плоско паралельних атмосфер	237
7.2.2	Інтенсивність теплового інфрачервоного випромінювання в атмосфері	240
7.2.3	Спектральна й дифузійна функції пропускання теплової інфрачервоної радіації	242
7.2.4	Ефективна маса поглинача	244
7.2.5	Інтегральний потік теплової інфрачервоної радіації, інтегральна функція пропускання	246
7.2.6	Апроксимація функцій пропускання	247
7.2.7	Швидкість інфрачервоного нагрівання атмосфери	249
7.3	Ефективне випромінювання	252
7.3.1	Ефективне випромінювання земної поверхні	252
7.3.2	Вплив хмарності на зустрічне та ефективне випромінювання	255
8	Радіаційний баланс земної поверхні та атмосфери	259
8.1	Радіаційний баланс земної поверхні	259
8.2	Радіаційний баланс атмосфери та системи земна поверхня – атмосфера	262
ТЕПЛОВИЙ СТАН АТМОСФЕРИ		267
1	Конвективний і турбулентний потоки тепла	267
2	Турбулентний приплив тепла	270
3	Рівняння припливу тепла в турбулентній атмосфері	272
4	Турбулентний потік тепла у приземному шарі атмосфери	279
5	Розподіл температури у приземному шарі атмосфери	281
6	Взаємодія атмосфери з діяльним шаром земної поверхні	284
6.1	Закономірності теплообміну у ґрунті	284
6.2	Тепловий баланс земної поверхні	286

6.3	Тепло – і вологообміну у системі ґрунт – повітря	291
6.4	Добовий та річний хід температури повітря у граничному шарі атмосфери	298
6.5	Добовий та річний хід температури ґрунту	302
6.6	Особливості теплообміну атмосфери з поверхнею води	306
ВОДА В АТМОСФЕРІ		310
1	Перенос водяної пари в атмосфері	310
1.1	Фізичні властивості води, льоду і водяної пари	310
1.2	Турбулентний потік й приплив водяної пари в атмосфері	315
1.3	Розподіл вологості в приземному шарі. Випаровування, випарність	317
2	Загальні умови фазових переходів води в атмосфері	323
2.1	Умови утворення зародкової краплі у гомогенному середовищі водяної пари	323
2.2	Конденсація водяної пари у природних умовах	328
2.2.1	Вплив кривини поверхні, що випаровує	328
2.2.2	Роль ядер конденсації	330
2.3	Фізичні особливості льодоутворення в атмосфері	337
2.4	Особливості гетерогенного льодоутворення	340
2.5	Сублімаційне зростання льодяних кристалів у переохолоджених водяних хмарах	343
3	Мікроструктура хмар	347
3.1	Фазовий стан хмар	347
3.2	Спектри розмірних хмарних елементів	349
3.2.1	Спектри розмірів крапель у хмарі	349
3.2.2	Особливості розподілу розмірів крапель і кристалів у змішаних та кристалічних хмарах	353
3.3	Інтегральні мікроструктурні параметри хмар	356
3.3.1	Концентрація хмарних часток	356
3.3.2	Водність і льодність хмар	358
4	Атмосферні процеси хмароутворення	366
4.1	Упорядковані й турбулентні вертикальні рухи і формування хмар шаруватих форм. Вплив радіаційних факторів	366
4.1.1	Вплив упорядкованих і турбулентних рухів	366
4.1.2	Вплив радіаційного фактора на хмароутворення ...	372
4.2	Атмосферні хвилі і їх роль в утворенні хвильовидних хмар	374
4.3	Фізичні умови формування хмар купчастих форм	381
4.3.1	Рівень конденсації	381

4.3.2	Структура купчасто-дощових хмар	384
5	Опади	388
5.1	Загальна характеристика процесів укрупнення хмарних елементів і утворення опадів	388
5.2	Коагуляційне зростання крапель у хмарі	390
5.2.1	Усталена швидкість падіння крапель	390
5.2.2	Коефіцієнт захвату (захоплення)	393
5.2.3	Зростання крапель хмар під впливом гравітаційної коагуляції	397
5.2.4	Інші механізми коагуляції	399
5.3	Утворення дощу в краплинних хмарах	401
5.4	Коагуляційне зростання кристалів у хмарі	409
5.5	Класифікація опадів	413
6	Тумани	414
6.1	Загальні характеристики туманів	414
6.2	Тумани охолодження	416
6.2.1	Адвективні тумани	416
6.2.2	Радіаційні тумани	421
6.3	Тумани змішування	422
6.4	Тумани випаровування	427
ОПТИЧНІ ЯВИЩА В АТМОСФЕРІ		429
1	Оптичні явища, що спричиняються поглиненням та розсіюванням сонячної радіації	429
1.1	Блакитний колір неба й поляризація розсіяного світла	429
1.2	Яскравість небесного склепіння	432
1.3	Освітленість земної поверхні й присмерки	434
1.4	Дальність видимості	437
2	Рефракція світла в атмосфері	444
2.1	Рівняння траєкторії променя	444
2.2	Явища, що обумовлені рефракцією	446
3	Оптичні явища в хмарах, туманах та опадах	449
3.1	Характеристики розсіювання електромагнітного випромінювання в хмарах, туманах і опадах	449
3.2	Показник ослаблення видимого світла в хмарах	455
3.3	Райдуга	459
3.4	Гало	463
3.5	Вінці	468
АТМОСФЕРНА ЕЛЕКТРИКА		470
1	Електричне поле тропосфери	470
2	Механізм утворення зарядів на хмарних краплях і кристалах	475

3	Електрична структура грозової хмари	481
4	Виникнення блискавок у грозових хмарах	485
АТМОСФЕРНА АКУСТИКА		487
1	Швидкість звуку в атмосфері	487
2	Залежність швидкості звуку від вологості повітря й швидкості вітру	489
3	Траєкторія звукового променя у атмосфері	491
ЛІТЕРАТУРА		498
ІМЕННИЙ ПОКАЖЧИК.....		500
ПРЕДМЕТНИЙ ПОКАЖЧИК.....		502

ВСТУП

Починаючи з стародавніх часів, людина намагалася розібратися в оточуючій її природі, у тому числі в атмосферних явищах. Про це свідчать перші відомості, що містяться у письмових джерелах, котрі належать до епох стародавніх держав Китаю, Індії, Греції, Єгипту, Риму. Прикладом може бути книга відомого грецького філософа Аристотеля "Метеорологіка", яка написана ним більш ніж 2300 років тому. Теми, що розглянуті в цій книжці, у наш час є предметами різних наук. "Метеорологіка" цікава не тільки як намагання пояснити явища природи, але і як спроба застосування єдиних принципів для пояснення різнорідних явищ.

"Метеорологіка" Аристотеля користувалася великою популярністю аж до Нового часу. Вона не один раз перекладалася на арабську, латинську та інші мови, її докладно викладали та коментували численні видатні вчені старовини та середніх віків. У 1983 році "Метеорологіка" була випущена у світ Гідрометеорологічним видавництвом російською мовою. Для нас ця книжка цікава з точки зору того, як розвивалася наука про атмосферу на її перших етапах, які характеристики погоди та клімату спостерігалися в минулих епохах. Цікавий та важливий матеріал дають літописи, де поряд з історичними подіями описувалися й стихійні явища, у тому числі ті, що обумовлювалися атмосферними процесами: посухи, градобиття, бурі, поводи.

Відомості про клімат раніше невідомих країн були отримані під час великих географічних відкриттів. В їх основі лежали візуальні спостереження. Тільки у XVII столітті були винайдені основні метеорологічні прилади: термометр і ртутний барометр. Це дало змогу проводити інструментальні спостереження, які поступово набували систематичного характеру. У XVIII столітті організовуються окремі метеорологічні станції та обсерваторії, а в XIX столітті і мережі метеорологічних станцій в деяких розвинутих країнах, у тому числі і в Росії.

Результати метеорологічних спостережень, а також відкриття основних законів фізики, дали можливість приступити до побудови кількісної теорії розподілу метеорологічних величин, їх змінювання у просторі та за часом. Метеорологія виділилася у самостійну науку.

Але ще довгий час вона включала розділи, що належать до інших наук, в основному до астрономії та геофізики: навіть підручник "Основи метеорології" В.А. Колосовського, третє видання якого відбулося в 1918 р. в Одесі, більш ніж на одну третину складається з матеріалів, що належать до цих наук. Подальший розвиток метеорології, особливо значний у другій половині XX століття, привів до оформлення окремих великих її розділів у самостійні наукові дисципліни. Вони розрізняються між собою об'єктами,

що вивчаються, і особливостями методики їх дослідження. Такими дисциплінами є фізика атмосфери, синоптична метеорологія, кліматологія тощо.

Необхідність задоволення різних потреб, пов'язаних з виробничою діяльністю людей, привела до розвитку системи прикладних метеорологічних дисциплін, таких як авіаційна метеорологія, медична метеорологія. Розвиток технічних засобів вимірювань параметрів повітряної оболонки Землі, а також підстильної поверхні спричинив до появи радіометеорології та супутникової метеорології.

Атмосфера – дуже рухливе середовище. Вона разом із Землею обертається навколо Сонця та навколо земної осі. Крім того, повітря постійно знаходиться у рухах відносно земної поверхні. Під впливом факторів, що виникають під час взаємодії атмосфери з підстильною поверхнею, притоку енергії від Сонця та внутрішніх процесів, які відбуваються в атмосфері, фізичний стан атмосфери безперервно змінюється. Фізичні параметри повітря, що характеризують у кількісній мірі стан атмосфери, називають метеорологічними величинами. До них відноситься температура, тиск, густина та вологість повітря, швидкість вітру (її модуль та напрямок); кількість, висота і товщина хмар, їх різновиди; кількість та інтенсивність опадів, їх вид; дальність видимості; водність хмар, туманів та опадів; потоки променистої енергії й тепла тощо.

Існує також поняття атмосферного явища. Йдеться тут про визначений фізичний процес, що супроводиться різним (якісним) змінюванням стану атмосфери. До атмосферних явищ належить гроза, шквал, туман, ожеледь, хуртовина, паморозь, роса, іній, обмерзання, опади, хмари тощо.

Безперервне змінювання стану атмосфери спричиняє змінювання метеорологічних величин та атмосферних явищ. Фізичний стан атмосфери у визначеному місці та визначений момент або проміжок часу, який характеризується сукупністю метеорологічних величин та атмосферних явищ, називається погодою. Для характеристики погоди можуть у залежності від практичної діяльності людини розглядатися різні комплекси метеорологічних величин та атмосферних явищ. Наприклад, для авіації найбільш важливими вважають висоту хмар, дальність видимості, обмерзання літаків, грозу, вітер та температуру на різних висотах; для автотранспорту – дальність видимості, опади, ожеледь, хуртовину, температуру повітря тощо.

Наука, яка вивчає різні фізичні явища та процеси, що утворюються в атмосфері Землі, називається фізикою атмосфери. Вона розглядає природу атмосферних явищ, установлює зв'язок між метеорологічними величинами і явищами, розкриває їх внутрішні закономірності. У свою чергу фізика атмосфери розділяється на ряд самостійних розділів, таких як статика атмосфери, динаміка атмосфери, термодинаміка атмосфери, атмосферна

оптика, фізика граничного шару атмосфери, фізика хмар і опадів, фізика верхніх шарів атмосфери, атмосферна електрика.

Фізика атмосфери тісно пов'язана з рядом інших природних наук, які допомагають вивчати повітряну оболонку Землі. Мінливість фізичного складу атмосфери визначає такі фундаментальні фізичні процеси, як випромінювання та поглинення тепла в атмосфері. Тому дослідження складу атмосфери входить невід'ємною частиною в фізику атмосфери.

Фізика атмосфери, як і інші розділи фізики, спирається не тільки на аналітичну теорію явищ, але й на експериментальні дані. Останні отримують, наприклад, шляхом моделювання фізичних явищ в адіабатичних, кліматичних та інших камерах. Однак у більшості випадків доводиться задовольнятися пасивними експериментами в атмосфері, які полягають у вимірюваннях необхідних її параметрів в умовах, що створюються самою природою. В останнє десятиріччя велику увагу приділяють побудові математичних моделей фізичних процесів, які спостерігаються в атмосфері, і на їх основі проведенню чисельних експериментів.

Сказане вище дає можливість зрозуміти, що фізика атмосфери є фундаментальною основою для всіх перелічених вище метеорологічних наук, у тому числі й прикладних.

Підручник з дисципліни "фізика атмосфери" відповідає програмі, затвердженій для бакалаврського рівня підготовки гідрометеорологів. Однак його основні розділи, особливо такі як термодинаміка атмосфери, атмосферна оптика, взаємодія атмосфери з підстильною поверхнею, вода в атмосфері, містять в собі матеріали, що можуть використовуватися й на більш високих рівнях підготовки – інженерному та магістерському. Підручник у повній мірі може використовуватися у навчальному процесі на географічних факультетах університетів, де проводиться підготовка фахівців -метеорологів. Він містить також розділи, необхідні при вивченні метеорологічних аспектів охорони атмосфери, які розглядаються у відповідних курсах екологічної спеціальності.

Книжка, звичайно, готувалася не на пустому місці. Існують добре відомі підручники П.Н.Тверського, А.Х. Хргіана, Л.Т. Матвєєва. Великий методичний досвід їх побудови, а в деяких випадках й викладання розділів та тем, у тій чи іншій мірі використовувалися автором цього підручника. Однак, у ньому автор зробив спробу втілити в життя своє бачення структури, змісту та методики викладання дисципліни "Фізика атмосфери".

У другому виданні підручника «Фізика атмосфери» зроблені суттєві зміни у змісті деяких його частин і порядку викладання деяких розділів. По-перше, в окрему частину підручника зібрані розділи, у яких освітлюються оптичні явища, які утворюються в атмосфері, у хмарах, туманах і опадах зокрема. Оскільки основні процеси хмароутворення від

взаємодії молекул водяної пари до динамічних процесів хмароутворення докладно викладаються у курсі «Фізика хмар і опадів», у другому виданні порівняно з першим виданням підручника був значно скороченим розділ «Вода в атмосфері». Крім того, у другому виданні підручника увійшов розділ «Атмосферна акустика», який у першому виданні підручника був відсутнім.

Автор вдячний своїм колегам з кафедри фізики атмосфери Одеського державного екологічного університету за ряд корисних побажань і зауважень, які сприяли покращенню змісту окремих розділів, а також за надання допомоги у технічній підготовці рукопису підручника.

СКЛАД ТА БУДОВА АТМОСФЕРИ

1 Склад атмосфери

1.1 Основні газові компоненти атмосфери

Атмосфера нашої планети є механічною сумішшю декількох газів. Спочатку розглянемо атмосферу в умовах відсутності водяної пари. Таку атмосферу називають сухою.

Сухе повітря на 99,96% складається з трьох основних газів: азоту (біля 78%), кисню (біля 21%), аргону (біля 0,9%). Вона утримує мізерні кількості неону, гелію, криптону та водню. Характеристики газів, що складають сухе повітря, наведені у табл.1.1.

Таблиця 1.1 – Характеристики сухого повітря поблизу земної поверхні

Газ	Об'ємний вміст, %	Відносна молекулярна маса	Густина відносно густини повітря
Азот (N_2)	78,084	28,0134	0,967
Кисень (O_2)	20,946	31,9988	1,105
Аргон (Ar)	0,934	39,948	1,379
Неон (Ne)	$1,818 \cdot 10^{-3}$	20,683	0,695
Гелій (He)	$5,239 \cdot 10^{-4}$	4,0026	0,138
Криптон (Kr)	$1,14 \cdot 10^{-4}$	83,800	2,868
Водень (H_2)	$5 \cdot 10^{-5}$	2,01594	0,070
Ксенон (Xe)	$8,7 \cdot 10^{-6}$	131,300	4,524
Сухе повітря		28,9645	1,000

Як видно у табл.1.1 гази розміщені у порядку зменшення об'ємного вмісту. Під об'ємним вмістом розуміють процентне відношення об'єму, що займає газова складова, до загального об'єму суміші при умові приведення їх до однакової температури й тиску.

Певний середній тиск, що носить умовну назву нормального тиску, біля земної поверхні дорівнює $p_0 = 1013$ гПа. Це означає, що на поверхню Землі $4\pi R^2$, діє сумарна сила $4\pi R^2 p_0$, де R – середній радіус Землі. Первинним джерелом цієї сили є притягання. За другим законом Ньютона ця сила дорівнює добутку маси земної атмосфери і прискорення вільного падіння. Отже, можна отримати оцінку маси атмосфери Землі

$$m = \frac{4\pi R^2 p_0}{g} = 5,3 \cdot 10^{18} \text{ кг}$$

Видно, що це лише одна мільйонна частка маси всієї Землі й $\frac{1}{266}$ маси всієї води на планеті.

Прискорення земного тяжіння не тільки утворює тиск атмосфери. Воно ще й перешкоджає дисипації атмосфери, тобто розлітання атмосферних газів у космічний простір. Цей висновок можна проілюструвати шляхом таких розрахунків. Як відомо, щоб будь-яке тіло спромоглося подолати притягання Землі, воно повинно мати швидкість, що перебільшує другу космічну швидкість, яка дорівнює 11,2 км/с. Отже, якщо середня теплова швидкість молекул $U = \sqrt{\frac{3kT}{m}}$ буде наближатися до цього значення, то газ в атмосфері не утримається. Ясно, що теплова швидкість молекул тим більша, чим менша їх маса, наприклад, при температурі 300К середня теплова швидкість азоту і кисню близька до 0,3 км/с, гелія – до 0,8 км/с, водню – до 1,1 км/с. Порівняння позначених швидкостей з другою космічною швидкістю приводить до висновку, що при температурах, які мають означений порядок, гази атмосфери не мають можливості розлітатися у космічний простір. Але в дійсності, гази атмосфери у деяких кількостях звітряються у космос. Відбувається це тому, що, по-перше, у високих шарах атмосфери температура перебільшує 1000 К. По-друге, йшлося про середні швидкості молекул, з якими рухається їх більшість. Мала ж частка молекул має швидкості, що значно перебільшують середні. Ці швидкі молекули можуть назавжди залишити Землю.

Зазначений у табл.1.1 об'ємний вміст газів практично не змінюється до рівня 100 км. Причиною цього ефекту є добре розвинуте у цьому шарі атмосфери вертикальне перемішування повітря. Вище 100 км і до 200 км основними газами, як і нижче 100 км, є молекулярний азот, молекулярний та атомарний кисень, причому відносна кількість атмосферного кисню збільшується зі збільшенням висоти. Спостерігається добовий хід концентрацій цих газових компонентів повітря з максимумом вдень і мінімумом вночі.

Поряд з добовими коливаннями відбуваються також і сезонні варіації газового складу повітря. Поняття про їх характер можна скласти, розглядаючи дані, що містяться у табл. 1.2.

Згідно з табл. 1.2, концентрація N_2 на висоті 120 км взимку в 1,4 рази перевищує концентрацію літом. На висоті 200 км спостерігається зворотній сезонний хід концентрації N_2 . Особливо помітним є сезонний хід атомарного кисню. Зимом його концентрація майже у двічі більша ніж

літом. Крім того, при зростанні висоти спостерігається зростання відносної кількості атомарного кисню порівняно з молекулярним. На висоті 200 км, наприклад, концентрація атомарного кисню на порядок і більше перевищує концентрацію молекулярного.

Таблиця 1.2 – Розподіл концентрацій (см^{-3}) основних газів у шарі 120-200 км в залежності від сезонів

Газ	120 км		150 км		200 км	
	Зима	Літо	Зима	Літо	Зима	Літо
N_2	$3,3 \cdot 10^{11}$	$2,4 \cdot 10^{11}$	$2,9 \cdot 10^{10}$	$3,0 \cdot 10^{10}$	$1,9 \cdot 10^9$	$2,9 \cdot 10^9$
O_2	$4,2 \cdot 10^{10}$	$3,4 \cdot 10^{10}$	$2,3 \cdot 10^9$	$2,7 \cdot 10^9$	$1,6 \cdot 10^8$	$1,8 \cdot 10^8$
O	$4,3 \cdot 10^{10}$	$2,1 \cdot 10^{10}$	$1,5 \cdot 10^{10}$	$0,7 \cdot 10^{10}$	$3,2 \cdot 10^9$	$1,8 \cdot 10^9$
Ar	$1,6 \cdot 10^9$	$1,0 \cdot 10^9$	$5,0 \cdot 10^9$	$5,9 \cdot 10^7$	–	–
He	$3,5 \cdot 10^8$	$1,4 \cdot 10^7$	$3,3 \cdot 10^7$	$0,8 \cdot 10^7$	$1,9 \cdot 10^7$	$1,7 \cdot 10^6$

Експериментальні дослідження складу атмосфери вище 200 км нечисленні. Але вони дають можливість здобути уявлення про склад концентрацій нейтральних газів верхніх шарів атмосфери. Як показують дослідження за допомогою штучних супутників Землі, атмосфера до висоти 600 км виявляється азотно-кисневою, причому кисень – головним чином атомарний, а азот – здебільшого атомарний. Вище 600 км у газовому складі починає переважати гелій та водень. На рис. 1.1 показується розподіл основних газів атмосфери до 2000 км за Міжнародною довідковою моделлю СІКА-72.

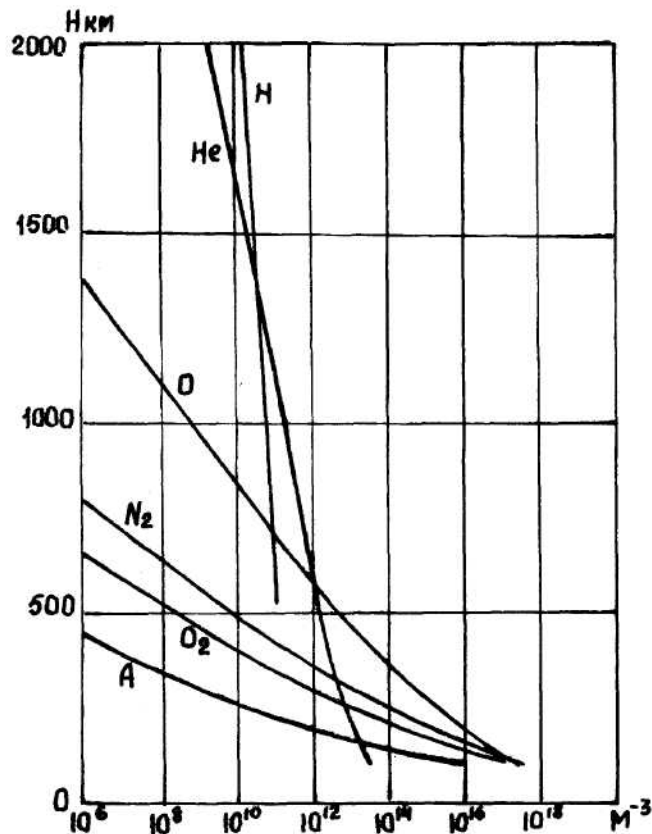


Рис. 1.1 – Розподіл основних газів атмосфери до висоти 2000 км
(за Міжнародною довідковою атмосферою CIRA-72)

Концентрації гелію та водню зменшуються з висотою значно повільніше, ніж більш важких газів. Певно вище 700 км атмосфера стає переважно гелієво-водневою. Отже, головним чином тільки водень та гелій можуть залишати атмосферу Землі.

Як і в розташованих нижче шарах атмосфери, газовий склад повітря має широтно-сезонні коливання, а також і добові варіації. У добових варіаціях максимум атомарного кисню і азоту спостерігається в 15-16 годин місцевого сонячного часу, а мінімум – у ранкові часи. На висотах 400-500 км вдень концентрації атомарного кисню збільшуються у 2,0 - 3,1 разів, молекулярного азоту – у 4,9 - 9,1 разів, атомарного азоту – у 5,2 - 7,6 разів.

У сезонному ході кожна газова компонента у шарі 200-600 км має свій характер змін. Для молекулярного азоту спостерігається збільшення концентрацій влітку, причому річні коливання їх збільшуються з висотою. Для атомарного кисню відбувається зміна знаку сезонних варіацій біля рівня 350 км, нижче якого значення концентрацій взимку більше ніж влітку, а вище – навпаки. Для гелію виявляються найбільш характерними сезонні варіації з різким максимумом у зимові місяці. Амплітуда таких коливань зростає з висотою, досягаючи максимальних значень на висоті 400 км.

Широтні зміни проявляються у найбільшій мірі у гелія. Дані штучних супутників Землі свідчать про те, що концентрація гелію зростає з літньої у зимову півкулю, й на географічному поясі між 40° північної й 70° південної широт виникає максимум концентрації. Для атомарного кисню та молекулярного азоту глобальний максимум концентрації у цих шарах атмосфери спостерігається поблизу від екватора. Великий вплив на розподіл концентрацій основних газів атмосфери у високих шарах атмосфери чинять магнітні збурення. Вони приводять до виникнення відповідних збурень і концентрацій газів, особливо у високих широтах.

1.2 Змінні газові складові атмосфери

1.2.1 Озон

Озон (O_3) або триатомний кисень відіграє дуже важливу роль у процесах, які розвиваються в атмосфері, не зважаючи на те, що відносна кількість його дуже мала (10^{-5} – 10^{-6} % об'єму атмосфери). Озон спостерігається у шарі атмосфери від земної поверхні до 70 км, але найбільша його кількість відзначається у шарі 20-55 км. Молекула озону має масу $7,97 \cdot 10^{-26}$ кг.

Загальну кількість озону можна виразити через товщину того шару, який утворив би весь озон атмосфери, якби його зібрати окремо й привести до нормального атмосферного тиску 1013,2 гПа при температурі 0 °С. Вона може коливатися від 1 до 6 мм.

Вміст озону в повітрі у певному шарі атмосфери характеризують трьома фізичними параметрами. Перший з них – густина озону ρ_3 , яка має розмірність мкг/м^3 ($1 \text{ мкг/м}^3 = 10^{-6} \text{ г/м}^3$). Пропорційна кількості молекул озону у 1 см^3 (вона позначається N_3). Густина озону 1 мкг/м^3 відповідає $N_3 = 1,2557 \cdot 10^{10}$ молекул O_3 в 1 см^3 . Другий параметр, що характеризує фізичні властивості озону – парціальний тиск p_3 . Він має розмірність міліпаскаль ($1 \text{ мПа} = 10^{-3} \text{ Па} = 10^{-5} \text{ гПа}$). Якщо ρ_3 взяти у мкг/м^3 , а p_3 – у міліпаскалях, то зв'язок парціального тиску озону з густиною має вигляд:

$$P_3 = 1,7322 \cdot 10^{-4} \cdot \rho_3 \cdot T$$

де T - температура за шкалою Кельвіна.

Третій параметр, який іноді використовується – відношення суміші. Відношення суміші r_3 дорівнює відношенню густини озону до густини повітря: $r_3 = \rho_3 / \rho$. Очевидно, r_3 – безрозмірна характеристика, її можна виразити за допомогою відношення тисків, тобто: $r_3 = 1,6571 \cdot p_3 / p$, де p – тиск повітря.

Парціальний тиск озону поблизу від земної поверхні і у тропосфері досить малий (він набуває значення в інтервалі від 1 до 4 мПа). При зростанні висоти він суттєво збільшується й досягає максимальних значень (10-30 мПа) у середньому між висотами 20 і 27 км. Вище цієї зони максимуму вміст атмосферного озону з висотою різко падає. На рис.1.2а наводяться типові криві середнього вертикального розподілу озону у низьких, середніх та високих широтах.

Криві показують, що у тропосфері розподіл озону з висотою порівняно однорідний: парціальний тиск мало змінюється з висотою, різниці його між різними широтами незначні. З певного рівня парціальний тиск озону починає швидко збільшуватись і досягає максимальних значень у тропіках – на висотах 24-27 км, у помірній зоні – на висотах 19-21 км, у полярних областях – на висотах 13-15 км. У полярних широтах спостерігається й найбільше значення в області максимуму (біля 24 мПа). Відповідно до особливостей розподілу концентрацій озону на різних широтах була проведена типізація вертикальних профілів концентрацій. Дано коротку характеристику типів вертикальних профілів.

Тип А – тропічний. Він виявляється характерним для тропічних широт і відрізняється стійким вертикальним розподілом озону від одного дня до другого, високим положенням рівня, де починається різке змінення вмісту озону. Цей рівень називають озонопаузою. У тропічному типі озонопауза розташовується на висотах 17-19 км, а максимум концентрації озону – на висотах 25-26 км.

Тип Б – помірний. Він спостерігається у помірних широтах і має озонопаузу на висоті 10-11 км, а максимум – на висоті 22-24 км. При цьому форма вертикального профілю концентрації озону, а також його кількості, у різних шарах атмосфери більш мінлива ніж у типу А.

Тип С – полярний. Він проявляється найбільш часто у полярних областях. У цьому типі висота озонопаузи мала і може мати значення 6-7 км. Висота максимуму концентрації озону розташовується у шарі 13-18 км.

Поряд з типами, визначеними вище, існує ще комбінований тип (тип Д), який характеризується одночасовою наявністю двох максимумів вмісту озону: основного на висотах 19-21 км і додаткового – у шарі 11-14 км. Цей тип спостерігається у полярних та помірних широтах.

Загальне уявлення про просторовий розподіл концентрації озону можна отримати з рис. 1.2б, де міститься меридіонально-висотний розріз парціального тиску озону для березня-травня, тобто місяців, коли його концентрації найбільші.

Як свідчить рис. 1.2б, між рівнями 15-22 км над високими широтами обох півкуль розташовуються області великих значень парціального тиску (від 14 мПа й більше над Південним полюсом і біля 22 мПа над Північним). Максимум (біля 14-15 мПа), спостерігається і над тропічними широтами але на більших висотах. Слід підкреслити, що в інші сезони

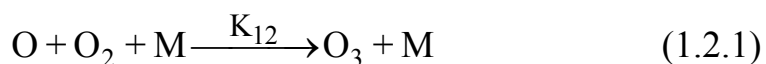
позначений характер розподілу озону зберігається, проте концентрації його на всіх рівнях значно зменшуються.

Окрім широтно-сезонних варіацій вміст озону, особливо у шарі з найбільшими його концентраціями, характеризуються великою мінливістю. Вона обумовлюється, по-перше, фотохімічними процесами, основні особливості яких будуть розглянуті пізніше, і переносами озону атмосферними рухами в горизонтальному та вертикальному напрямках. Наприклад, найбільші добові змінення вмісту озону, які спостерігаються у шарі атмосфери нижче головного максимуму, можуть досягати 50-80%.

Вище 35 км також відзначаються сезонні варіації концентрацій озону з максимумом взимку і мінімумом влітку. Максимальна амплітуда у його сезонному ході спостерігається біля висоти 65 км, причому зимові значення концентрацій перевищують літні у 2,8 разів.

Виникнення та руйнування озону за класичною фотохімічною теорією Чепмена обумовлюється п'ятьма основними реакціями.

Озон формується, головним чином, при співударі трьох молекул:



де M – будь-який третій атом або молекула,

K_{12} – коефіцієнт швидкості реакції.

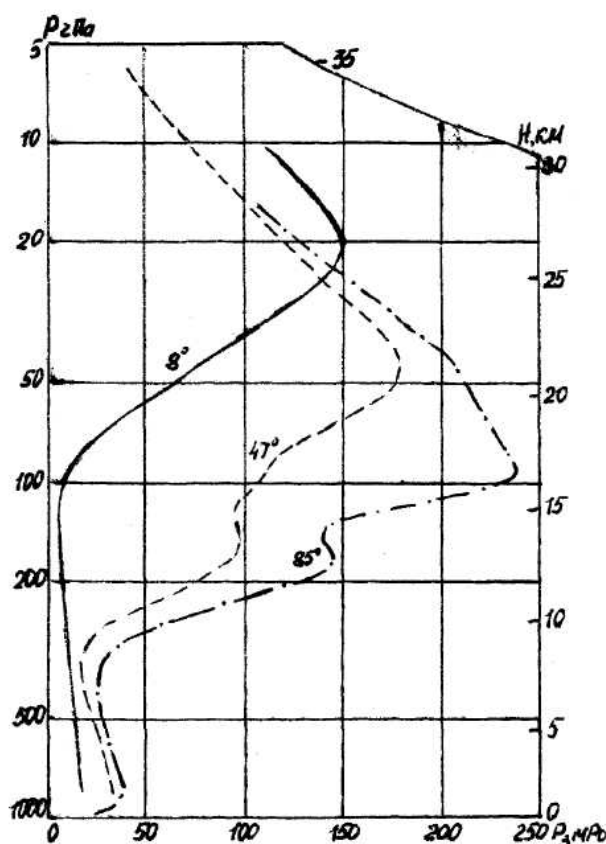


Рис. 1.2а – Типові криві середнього вертикального розподілу O_3

у низьких, середніх та високих широтах

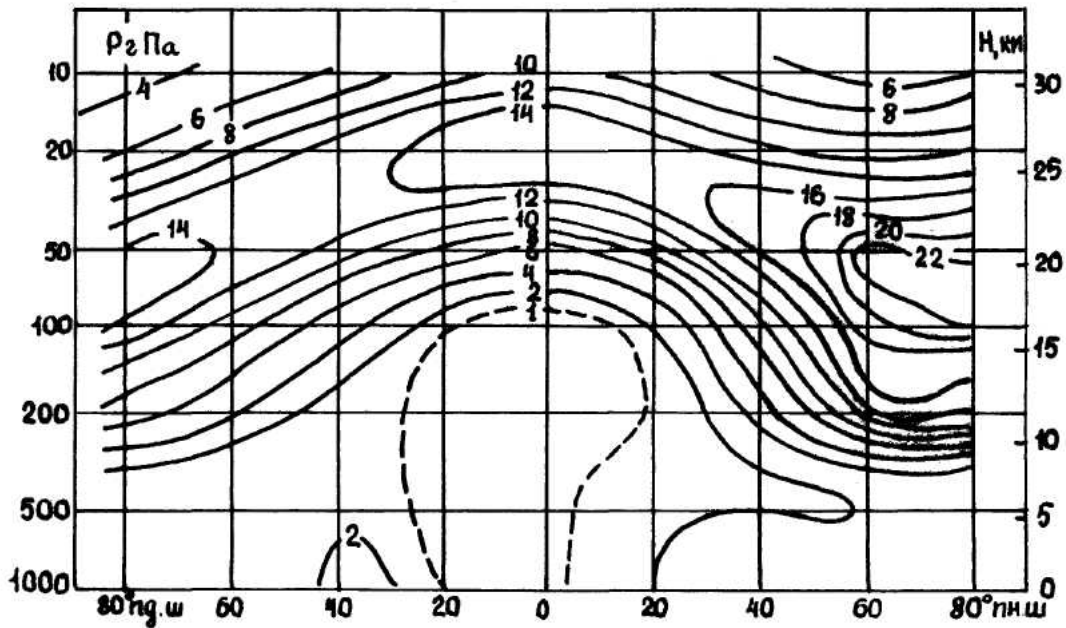
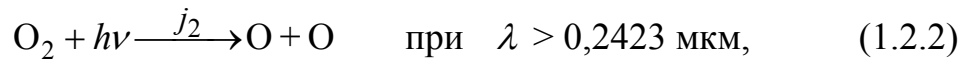


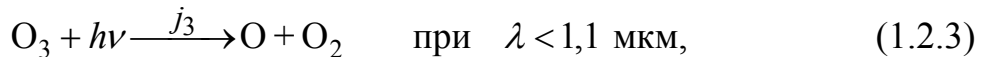
Рис. 1.2б – Меридіонально-висотний розріз парціального тиску O_3 для березня-травня (у мПа)

Атомарний кисень виникає при дисоціації молекул кисню під дією квантів сонячної радіації:



де j_2 – кількість квантів, що поглинаються однією молекулою O_2 ,
 $h\nu$ – квант сонячної енергії,
 λ – довжина хвилі сонячного випромінювання,
 h – стала Планка (її значення буде наводитися нижче).

Озон руйнується як у процесі фотодисоціації:



так і при зіткненні з атомами кисню:



де j_3 – кількість квантів, що поглинаються однією молекулою озону,
 K_{13} – коефіцієнт швидкості реакції.

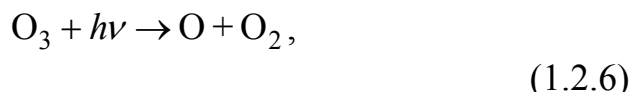
У той же час атоми кисню, які утворюються при реакціях (1.2.2) і (1.2.3), можуть приймати участь у співударі за реакцією



де K_{11} – коефіцієнт швидкості реакції. Як правило, на висотах, менших 50-60 км, реакцією (1.2.5) можна знехтувати.

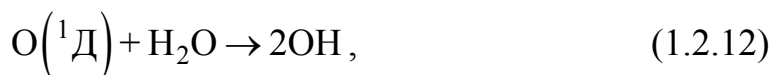
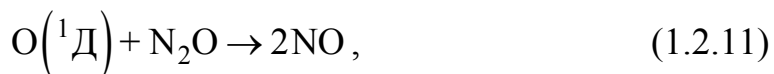
Позначені вище реакції відбуваються одночасно. Кількість молекул озону, що утворюються у одиницю часу, точно відповідає кількості молекул, які руйнуються в одиничному об'ємі. Отже, процес досягає рівноважного стану.

Крім позначених вище реакцій фотодисоціації й зіткнення, існують реакції каталітичного руйнування озону:



де як X може виступати оксид азоту (NO), хлор (Cl), радикал гідроксилу (OH) або атомарний водень (H).

Можливими джерелами O та OH є реакції:



де $\text{O}({}^1\text{Д})$ – атом кисню у збудженому стані ${}^1\text{Д}$.

У останні роки дуже актуальним є питання про збільшення в атмосфері концентрації NO і Cl антропогенного характеру. Речовинами – каталізаторами є окиси азоту, що викидаються в атмосферу при польотах надзвукових літаків і ракет, а також вільний хлор, що фотолітичним шляхом відщеплюється від інертної речовини CFCl_3 , яка використовується в аерозольних рідинах, і від холодоагенту CF_2Cl_2 . Існує думка, що саме цими процесами пояснюються так звані "озонні дірки" – області у високих широтах обох півкуль, де спостерігаються малі концентрації озону у тих шарах атмосфери, де його концентрації найбільші.

Шар атмосфери від 20 до 55 км, де спостерігаються найбільші концентрації озону, називають озоносферою.

1.2.2 Вуглекислий газ

Дуже важливу роль з точки зору температурного режиму атмосфери відіграє вуглекислий газ CO_2 . Його іноді відносять до основних газів атмосфери, тому що у цілому відхилення концентрації CO_2 від середнього значення незначні. Середні добові варіації CO_2 знаходяться в інтервалі $1-2 \text{ млн}^{-1}$ (1 млн^{-1} концентрації дорівнює одиниці відносного вмісту газу у % по об'єму, збільшеної у 10^4 разів). Але вуглекислий газ, по-перше, має значні просторові та часові варіації і, по-друге, спостерігається постійне збільшення його концентрації в атмосфері за рахунок промислової діяльності. Тому є підстави для віднесення CO_2 до змінних газових складових атмосфери.

Сучасна глобальна фоновая концентрація вуглекислого газу біля земної поверхні дорівнює 334 млн^{-1} ($0,0334 \%$ по об'єму), а в індустріальних районах вміст CO_2 в атмосферному повітрі може збільшуватися до 500 млн^{-1} .

З початку промислової революції за рахунок спалювання вугілля, нафти та природного газу в атмосферу безперервно викидається CO_2 антропогенного походження. Вуглекислий газ при цьому виникає завдяки реакції $\text{C} + \text{O}_2 \rightarrow \text{CO}_2$.

Вуглекислий газ в атмосфері досить добре перемішаний. Вертикальний розподіл концентрації CO_2 для північної півкулі у нижньому 35-кілометровому шарі атмосфери наводиться на рис.1.3. Інтервал змінювання концентрацій вуглекислого газу відносно вузький: від 180 млн^{-1} до 400 млн^{-1} . У більшості випадків варіації вмісту CO_2 на різних висотах незначні (менше 2 млн^{-1}). Проте літом в шарі атмосфери біля земної поверхні можуть спостерігатися значно більші коливання не тільки по висоті, а й по горизонталі.

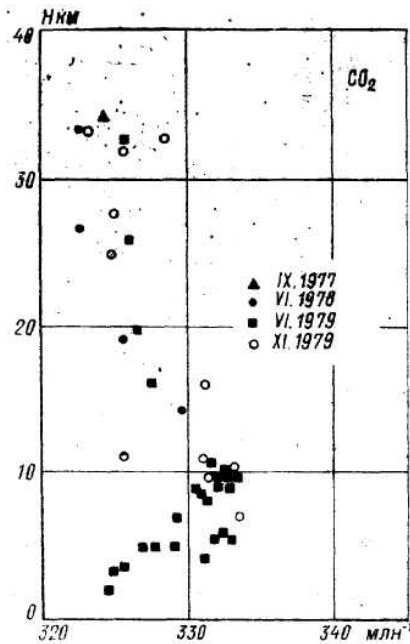


Рис. 1.3 – Вертикальний розподіл концентрації CO_2 у помірних широтах (експериментальні дані)

Як показали вимірювання за допомогою спеціальної апаратури, розташованої на штучних супутниках Землі, вище 35 км і до 80-90 км відношення суміші мало відрізняється від значень, що спостерігаються нижче позначеного шару. Але вище 90 км концентрація CO_2 різко зменшується і досягає на висоті 130 км $18\text{-}28 \text{ млн}^{-1}$.

На рис. 1.4 і 1.5 наводяться результати вимірювання концентрації CO_2 в обсерваторії Мауна-Лоа (19° північної широти і на Південному полюсі з 1958 по 1976 рр., їх аналіз свідчить про наявність добре вираженого висхідного тренду., що характеризує безперервне збільшення концентрацій CO_2 . Позначені пункти вимірювання розташовані на великих відстанях від промислових зон. Крім того, осередненні за сезонами концентрації, що отримані там, майже не відрізняються одне від одного. Це свідчить про безперервні збільшення концентрацій CO_2 в атмосфері у цілому. Відповідно деяким оцінкам при спалюванні палива в атмосферу потрапляє від 50 до 75% CO_2 , а остання частина поглинається океаном та біосферою. З урахуванням цього, якщо процес збільшення концентрацій CO_2 буде тривати з такою ж швидкістю, вона до 2000 року збільшиться до $380\text{-}390 \text{ млн}^{-1}$. Вуглекислий газ повністю прозорий для сонячної радіації, але, як буде показано пізніше, дуже поглинає теплове інфрачервоне випромінювання у певному інтервалі довжин хвиль. Отже, зростання вмісту атмосферного CO_2 повинно привести до збільшення температури повітря. Як показують розрахунки,

зростання концентрації CO_2 на 10% приведе до глобального нагрівання повітря на 0,3 К, а подвоєння концентрації CO_2 (від 300 до 600 млн^{-1}) – до збільшення рівноважної температури земної поверхні на 2,39 К. Такі потепління можуть призвести до суттєвих змін клімату Землі.

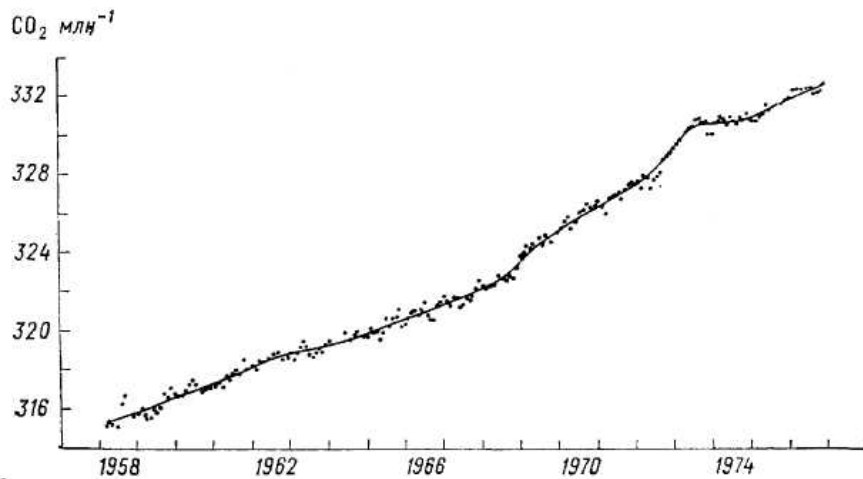


Рис. 1.4 – Осереднена по сезонах концентрація CO_2 на обсерваторії Мауна-Лоа

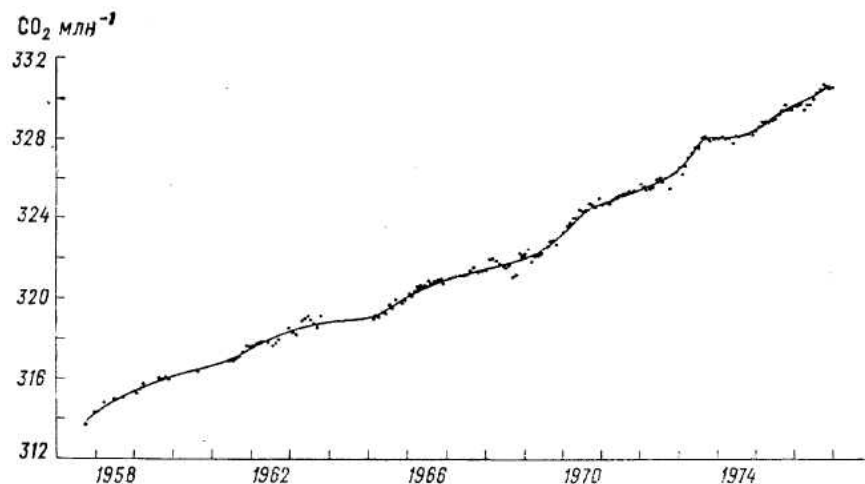


Рис. 1.5 – Осереднена по сезонах концентрація CO_2 на Південному полюсі

1.2.3 Водяна пара

На температурний режим атмосфери впливає і водяна пара (H_2O). Водяна пара – це дуже мінлива газова компонента атмосфери, її відносний вміст може змінюватися від 0 до 4 %. Як буде показано пізніше, при визначених умовах водяна пара переходить у рідку або тверду фазу, створюючи в атмосфері систему хмар, тумани тощо. Завдяки таким

важливим властивостям, водяна пара привертає дуже велику увагу.

Вміст водяної пари в атмосфері визначається за допомогою характеристик вологості повітря або гігрометричних величин. До них відносяться: парціальний тиск абсолютна та відносна вологість повітря, масова частка водяної пари, відношення суміші, точка роси та дефіцити тиску і точки роси. Розглянемо докладніше ці характеристики.

а) Парціальний тиск водяної пари e . Тиск водяної пари при даній температурі повітря не може перевищувати певне граничне значення E , яке носить назву тиску насичення або тиску насиченої водяної пари. Тиск насичення залежить від температури, тобто він збільшується при зростанні температури і навпаки. Розмірність парціального тиску гПа (гектапаскаль).

б) Абсолютна вологість a – це маса водяної пари в грамах, яка міститься в 1 м^3 повітря (г/м^3). Абсолютна вологість залежить від парціального тиску пари та температури. Ця залежність має вигляд:

$$a = 217 \frac{e}{T},$$

або, якщо від абсолютної шкали температури перейти до шкали Цельсія,

$$a = \frac{0,8e}{1 + \alpha t}. \quad (1.2.14)$$

в) Відносна вологість f . Відносною вологістю повітря називають відношення парціального тиску водяної пари e до тиску насичення E над плоскою поверхнею чистої води

$$f = \frac{e}{E} 100\% \quad (1.2.15)$$

г) Масова частка водяної пари S . Масовою часткою водяної пари називається маса водяної пари в грамах, яка міститься в одиниці маси вологого повітря. Якщо маса вологого повітря дорівнює 1 г, то залежність між масовою часткою водяної пари, її парціальним тиском і атмосферним тиском p має вигляд:

$$s = \frac{0,622e}{p - 0,378e} \quad (1.2.16)$$

У більшості в розрахунках другим членом знаменника формули (1.2.16) можна знехтувати, тоді

$$s = 0,622 \frac{e}{p} \quad (1.2.17)$$

Коли маса вологого повітря дорівнює 1 кг то

$$s = 622 \frac{e}{p} \quad (1.2.18)$$

де S – у промілі (‰).

д) Відношення суміші Γ . Відношення суміші – це відношення маси водяної пари в деякому об'ємі повітря до маси сухого повітря у тому ж об'ємі.

Оскільки об'єми однакові,

$$\Gamma = \frac{\rho_n}{\rho_c} \quad (1.2.19)$$

де ρ_n, ρ_c – густина водяної пари і сухого повітря відповідно.

Відношення суміші можна виразити через парціальний тиск водяної пари та атмосферний тиск p за допомогою формули

$$\Gamma = 0,622 \frac{e}{p - e} \quad (1.2.20)$$

Відношення суміші та масова частка водяної пари зв'язані одне з одним таким чином;

$$s = \frac{\Gamma}{1 + \Gamma}; \quad \Gamma = \frac{s}{1 - s} \quad (1.2.21)$$

е) Дефіцит тиску d . Дефіцит тиску – це різниця між тиском насичення та парціальним тиском водяної пари

$$d = E - e. \quad (1.2.22)$$

ж) Точка роси τ . Точкою роси називають температуру, при якій водяна пара, що міститься в повітрі, при постійних атмосферному тиску та масовій частці водяної пари стає насиченою відносно плоскої поверхні води, інакше кажучи, точка роси дорівнює температурі, при якій відносна вологість повітря дорівнює 100 %. Оскільки при цьому

$$\frac{e}{E(\tau)} = 1, \text{ то } e = E(\tau). \quad (1.2.23)$$

Якщо сформульовані вище умови виконуються відносно плоскої поверхні чистого льоду, то така температура називається точкою льоду.

з) Дефіцит точки роси Δ . Дефіцитом точки роси називається різниця між температурою повітря T і точкою роси τ за незмінного тиску?

$$\Delta = T - \tau \quad (1.2.24)$$

У цей час накопичені численні дані вимірювань характеристик вологості в атмосфері. Вони показують, що концентрація водяної пари дуже мінлива у просторі та за часом. Як приклад, у табл.1.3 наводяться середні значення парціального тиску водяної пари біля земної поверхні у деяких районах України.

Таблиця 1.3 – Середні значення парціального тиску (гПа)

Метеорологічні станції	I	IV	VII	X
Чернігів	3,7	7,4	15,4	8,0
Київ	3,9	7,1	15,0	8,1
Львів	3,9	7,8	15,1	8,5
Вінниця	3,6	7,1	15,1	8,2
Луганськ	3,6	7,2	14,5	7,9
Ужгород	4,5	8,4	15,8	9,0
Одеса	4,9	8,3	17,1	10,3
Євпаторія	5,8	9,0	18,6	10,9
Сімферополь	5,3	7,8	15,9	9,5

Як свідчать дані табл.1.3, значення парціального тиску залежать, по-перше, від географічного положення пунктів і, по-друге, від сезону. Повітря у приморських та південно-західних районах України більш вологе, ніж у центральних і східних.

На вологість повітря, особливо у теплу половину року, дуже впливає поверхня моря. Навіть на метеорологічних станціях Євпаторія і Сімферопіль, які близько розташовані одна від одної, парціальний тиск суттєво відрізняється.

Парціальний тиск водяної пари дуже залежить від сезону. Видно, що влітку він у три і більше разів перевищує зимові значення.

Крім річного ходу, вологість повітря має добре помітний добовий хід. Як приклад, у табл. 1.4 містяться дані середнього значення парціального тиску для визначних моментів часу.

Таблиця 1.4 – Добовий хід парціального тиску (гПа) водяної пари

Час	Одеса				Запоріжжя			
	I	IV	VII	X	I	IV	VII	X
1	4,8	8,2	16,8	10,3	4,3	7,5	15,8	8,6
7	4,8	8,3	17,1	10,2	4,1	7,5	16,4	8,4
13	5,0	8,6	17,5	10,4	4,4	7,4	14,6	8,8
19	4,9	8,2	16,9	10,3	4,4	7,8	15,5	8,9

Добовий хід парціального тиску добре виявляється у теплу половину року, причому по-різному на узбережжі та у глибині континенту: на узбережжі максимум спостерігається у часи, близькі до місцевого полудня, коли інтенсивність сонячної радіації найбільша, у континентальних районах – у ранкові часи. Зменшення там концентрації водяної пари у

полудневі часи обумовлюється тим, що велика її кількість під впливом вертикальних токів переноситься у більш високі шари атмосфери.

Зі збільшенням висоти парціальний тиск швидко зменшується, закономірність зменшення тиску водяної пари з висотою характеризують формули, що були отримані емпіричним шляхом. Це, по-перше, формула Ганна

$$e = e_0 \cdot 10^{-z/6,3}, \quad (1.2.25)$$

де e_0 – тиск пари при $z = 0$, z – висота у кілометрах і, по-друге, формула Зюрінга

$$e = e_0 \cdot 10^{-\frac{z}{6} - \frac{z^2}{120}}, \quad (1.2.26)$$

Відповідно до формули (1.2.25) тиск водяної пари зменшується у 10 разів на висоті 6,3 км і у 100 разів на висоті 12,6 км.

Річний хід має і масова частка водяної пари. Як приклад, у табл.1.5 наводяться середні значення цієї характеристики вологості повітря у Москві за період 1961-69 рр.

Таблиця 1.5 – Середні значення масової частки водяної пари (‰) у Москві

Місяць	Рівень, км							
	0	1,5	3,0	5,0	7,0	9,0	12,0	16,0
Січень	1,56	1,54	0,90	0,27	0,09	0,02	0,03	0,04
Липень	9,06	6,36	3,51	1,41	0,46	0,11	0,06	0,09

З таблиці 1.5 видно, що спостерігається, по-перше, річний хід масової частки пари, причому, на всіх висотах, по-друге, зменшення масової частки з висотою – до 9 км взимку і 12 км влітку. Вище позначених висот відбувається деяке зростання масової частки водяної пари. Закономірність падіння масової частки пари з висотою можна характеризувати формулою Зюрінга

$$s = s_0 \cdot 10^{-\frac{z}{9} - \frac{z^2}{120}}, \quad (1.2.26)$$

де s_0 – значення масової частки при $z = 0$.

Формула Зюрінга, як і дані табл.1.5, висвітлює характер змінення з висотою масової частки водяної пари у середньому. У конкретних ситуаціях можна спостерігати і зростання масової частки пари в шарі атмосфери, що розташовується поблизу від земної поверхні. Ці випадки особливо часто зустрічаються взимку.

Даних про розподіл характеристик вологості повітря на висотах, більших за ті, що позначені у табл.1.5, небагато. Але їх узагальнювання дало змогу встановити такі типи розподілу водяної пари:

1. Швидке зменшення масової частки водяної пари з висотою до значень 10^{-3} - 10^{-2} ‰ біля висоти 15-16 км (як і показано у табл.1.5) і її зростання до рівня 30-35 км, де вона досягає значень, що на 1-2 порядки перевищують значення на висоті 15-16 км.

2. Частка пари мало змінюється з висотою і має відносно високі значення (від 0,01 до 0,05 ‰). Спостереження показують, що у шарі 13-40 км відношення суміші коливається у відносно вузьких границях (від 2 до 7 млн⁻¹). Але у деяких випадках воно може зменшуватись до 0,8 млн⁻¹ і збільшуватись до 20-25 млн⁻¹.

У цей час є експериментальні дані, отримані за допомогою спеціального обладнання на штучних супутниках Землі, які дають змогу виявити характер розподілу водяної пари вище 40 км. Концентрація водяної пари на цих висотах до висоти 60 км змінюється мало і коливається у границях 5-8 млн⁻¹, а вище швидко зменшується. На висотах 80-85 км відношення суміші може бути менше 0,25 млн⁻¹. У шарі атмосфери 50-80 км спостерігаються міждобові варіації. На висоті 60 км вони можуть досягати 5,3-7,5 млн⁻¹, на висоті 70 км - 2,7-4,9 млн⁻¹, на висоті 80 км - 1,1-3,0 млн⁻¹. Амплітуда добових коливань може дорівнювати 25 % і більше.

Крім розглянутих вище газових складових атмосфери, які значно впливають на термічний режим, в ній спостерігаються ще газові домішки, які називаються малими домішками. До них відносяться метан (CH₄), окис вуглецю (CO), закис азоту (H₂O), окис азоту (NO), двоокис азоту (NO₂). Малі домішки мають важливе значення для фотохімії атмосфери і мають здатність поглинати інфрачервону радіацію. Проте концентрації їх дуже малі, хоча можуть мати досить помітне значення у великих промислових центрах, оскільки вони викидаються в атмосферу головним чином у процесі промислової діяльності, а також завдяки автотранспорту.

2 Будова атмосфери

2.1 Принципи поділу атмосфери на шари

Атмосфера за своїми фізичними властивостями неоднорідна у вертикальному і горизонтальному напрямках. Змінюються всі параметри, що характеризують стан атмосфери: температура, тиск, густина повітря, газовий склад, особливо вологість, концентрація рідкого та твердого аерозолі, швидкість вітру. У найбільшій мірі вони змінюються у вертикальному напрямку. Температура повітря, наприклад, на кожний кілометр висоти в середньому змінюється на 6,5°C у нижньому шарі атмосфери товщиною 11 км, а у горизонтальному напрямку на таку ж

величину – на відстані 500-600 км. Тиск повітря теж зменшується з висотою. У залежності від того, який з параметрів атмосфери беруть за основу, запроваджують відповідний принцип поділу атмосфери на шари.

Розглядають п'ять принципів, на основі яких атмосферу у вертикальному напрямку ділять на шари: за розподілом температури повітря з висотою; за складом атмосферного повітря; за наявністю заряджених часток; за характером взаємодії атмосфери з поверхнею Землі; за впливом атмосфери на апарати.

Найбільш виразно виявляються відмінності у властивостях шарів атмосфери, якщо розглядати характер зміни температури повітря з висотою. Відповідно до цього принципу атмосферу розділяють на п'ять основних шарів: тропосферу, стратосферу, мезосферу, термосферу та екзосферу. Між цими шарами розташовуються перехідні шари: тропопауза, стратопауза, мезопауза і термопауза. Для стандартних умов деякі з позначених шарів атмосфери показані на рис.2.1.

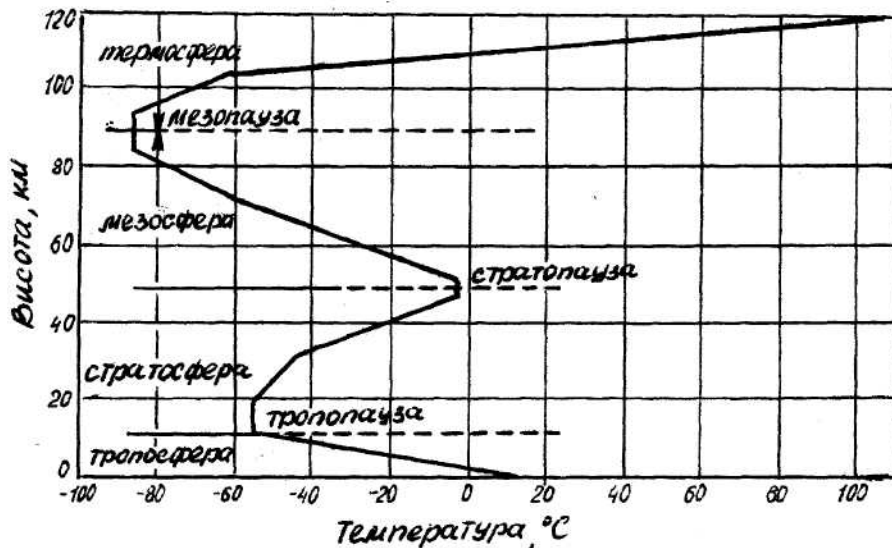


Рис. 2.1 – Поділ атмосфери на шари за принципом змінення температури з висотою

Тропосфера – шар атмосфери, розташований між поверхнею Землі та тропопаузою. Характеризується падінням температури з висотою у середньому з швидкістю 0,65 °C на 100 м висоти.

Тропопауза – перехідний шар між тропосферою та стратосферою, її висота і температура залежать від широти. У полярних широтах тропопауза розташовується на висоті біля 8 км з температурою повітря 220 К у той час, коли на екваторі висота її досягав 18 км, а температура повітря біля 190 К.

Стратосфера – шар атмосфери, що простягається від тропопаузи до висоти біля 50 км. У нижній частині стратосфери (до 20 км) температура з

висотою змінюється мало, вище вона зростає і на верхній границі досягає приблизно 270 К.

Стратопауза – перехідний шар між стратосферою і мезосферою. Розташовується вона на висотах 47-52 км. Температура в області стратопаузи змінюється мало.

Мезосфера – шар атмосфери, де температура падає з висотою аж до рівня 85 км. На цій висоті спостерігається другий мінімум температури повітря (перший був на рівні тропопаузи). Температура на верхній границі мезосфери у середньому дорівнює 186 К.

Мезопауза – перехідний шар між мезосферою та термосферою. Вона спостерігається на висотах 85-95 км і характеризується постійністю температури (біля 186 К).

Термосфера – шар земної атмосфери, який розташовується вище мезопаузи і простягається у середньому до висоти 450 км. Температура повітря у термосфері зростає від позначеного вище значення до значення біля 2000 К.

Екзосфера – верхній шар атмосфери, що простягається від висоти 450 км до верхньої границі атмосфери. Він характеризується дуже малою густиною повітря. Молекули та атоми газів з цієї області атмосфери можуть викидатися у міжпланетне середовище та назавжди лишати Землю. Стратосферу, мезосферу, термосферу та екзосферу називають верхньою атмосферою, а тропосферу – нижньою атмосферою.

За складом повітря атмосферу розділяють на два шари: гомосферу та гетеросферу.

Гомосфера простягається від земної поверхні до висоти 95 км. Вона характеризується тим, що відносний склад основних газів (азоту, кисню та аргону) і відносна молекулярна маса повітря практично не змінюються з висотою.

Гетеросфера поширюється в атмосфері вище 95 км. У ній поряд з молекулами N_2 і O_2 є і атоми цих газів N і O . Концентрація атомарних азоту та кисню, як позначалося у попередньому розділі, з висотою збільшується. Тому у гетеросфері відносна молекулярна маса з висотою зменшується.

Молекули повітря до висоти 50-60 км не несуть на собі зарядів. З цієї точки зору шар атмосфери від земної поверхні до позначеної висоти називають нейтральною атмосферою. Вище за рахунок поглинення квантів сонячної енергії кількість заряджених часток (іонів та електронів) швидко збільшується. Тому атмосферу вище 50-60 км називають іоносферою.

Відповідно до висотного профілю електронної концентрації іоносферу поділяють на три шари.

Зона Д – шар атмосфери який розташовується на висотах 60-105 км. Вона формується шляхом фотоіонізації молекул NO короткохвильовим сонячним випромінюванням, а також молекул O_2 і N_2 високоенергійними

космічними променями. У цьому шарі вдень спостерігається електронна концентрація, яка має порядок $N_e \sim 10^2\text{-}10^4 \text{ см}^{-3}$.

Зона E – шар атмосфери між висотами 105 і 160 км. Вона утворюється за рахунок іонізації молекулярного та атомарного кисню, а також молекулярного азоту рентгенівським та короткохвильовим сонячним випромінюванням. Денна концентрація електронів має порядок $N_e \sim 10^5 \text{ см}^{-3}$.

Зона F – шар атмосфери вище 160 км з денною концентрацією електронів порядку $N_e \sim 10^6 \text{ см}^{-3}$. Цю зону поділяють на два шари: шар F₁ – 90-220 км і шар F₂ – вище 220 км. Вона утворюється завдяки іонізації атомарного кисню та молекулярного азоту жорстким ультрафіолетовим випромінюванням Сонця.

Іноді іоносферу поділяють на внутрішню та зовнішню. Внутрішня іоносфера простягається до висоти 400 км і саме складається з позначених вище зон. Зовнішня іоносфера розташовується вище 400 км до верхньої границі атмосфери. Основні характеристики внутрішньої іоносфери показані у таблиці 2.1.

Таблиця 2.1 – Основні характеристики внутрішньої іоносфери

Зона	z_m , км	ТК	n , см^{-3}	N_e , см^{-3}		
				День		Ніч
				макс.	мін.	
D	70	220	$2 \cdot 10^{15}$	$3 \cdot 10^3$	$1,5 \cdot 10^2$	10
E	110	270	$1,6 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^5$	$1,5 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^3$
F ₁	180	800-1500	$1,5 \cdot 10^{10}$	$5 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^3$
F ₂ (зима)	220-280		$(2\text{-}5) \cdot 10^9$	$2,5 \cdot 10^6$	$6 \cdot 10^5$	10^3
F ₃ (літо)	250-320	1000-2000	$(1\text{-}3) \cdot 10^9$	$8 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^5$	$(2\text{-}5) \cdot 10^3$

У табл. 2.1 z_m – висота максимальної концентрації іонів, n – концентрація молекул. З неї випливає, що концентрація іонів в іоносфері коливається протягом доби: вночі вона на один-два порядки нижче денної концентрації. Зменшення електронної концентрації вночі обумовлюється рекомбінацією електронів з додатньо зарядженими іонами. Це один процес, що приводить до втрат електронів, полягає в рекомбінації від'ємно заряджених іонів, які виникають завдяки прилипанню електронів до нейтральних часток NO₂, O₃, O₂ та O, з додатньо зарядженими.

Найбільш поширений іон у діапазоні висот 130-260 км – це іон N₂⁺. Він може рекомбінувати з електроном, але частіше вступає в реакцію з O, що приводить до утворення іону NO⁺. Загалом кажучи, нижче 500 км

основними виявляються іони O^+ , NO^+ та O_2^+ .

У рівноважних умовах утворення та втрати електронів у деякій точці в зонах D і E повинні компенсувати один одного. У цих зонах довжина вільного пробігу мала. На висоті 100 км, наприклад, вона має значення ~ 8 см. При зростанні висоти середній вільний пробіг збільшується і досягає близько 200 м на висоті 200 км та 2 км на висоті 300 км. Отже, вище 250 км іони проходять великий шлях за час життя і прямують до дифузної рівноваги.

У зовнішній іоносфері вище максимуму у шарі F_2 електронна концентрація монотонно зменшується з ростом висоти. Основним додатним іоном до висоти ~ 100 км є іон O^+ , а вище, аж до зовнішніх границь іоносфери, – іон H^+ . У деяких випадках у діапазоні висот 1000-3000 км значною складовою можуть бути іони гелію He^+ .

Основними параметрами, що визначають характеристику зовнішньої іоносфери, є, по-перше, середня довжина вільного пробігу часток і, по-друге, геомагнітне поле. Середня довжина вільного пробігу велика. Вона обумовлює великі коефіцієнти переносу, наприклад, коефіцієнти провідності і теплопровідності. Геомагнітне поле утворює силову анізотропію локальних характеристик плазми, а також обумовлює характерні особливості розподілу заряджених часток. Геомагнітне поле грає також важливу роль у визначенні зовнішньої границі земної іоносфери. Ця зовнішня іоносферна зона називається магнітосферою.

Основне геомагнітне поле на відстані у декілька земних радіусів відрізняється від дипольного. На нього чинять вплив потоки заряджених часток, захоплених на магнітних силових лініях, а також провідна плазма сонячного вітру на зовнішній стороні магнітосфери. Сонячним вітром називають потік заряджених часток (електронів та протонів) від Сонця з енергіями у діапазоні від 10 еВ до 1 КеВ. Тобто, це плазма з високою електропровідністю. Ця плазма сильно взаємодіє з геомагнітним полем, що і визначає зовнішню границю магнітосфери, яку називають магнітопаузою.

На зовнішній стороні за магнітопаузою, тобто на денній стороні, виникає ударний фронт, де надзвуківий потік заряджених часток зустрічає перешкоду і сповільнюється.

На денній стороні магнітопауза розташована на відстані біля 10 R (земних радіусів). На нічній стороні магнітне поле поширюється у вигляді довгого хвоста (рис. 2.2), який витягується до орбіти Місяця на 60 R, або ще далі. У ньому існує зона зі збільшеною густиною плазми, а також тонкий нейтральний шар, у якому магнітне поле дуже мале і напрямок його змінюється на протилежний. Цей шар з'єднується силовими лініями з авроральними зонами.

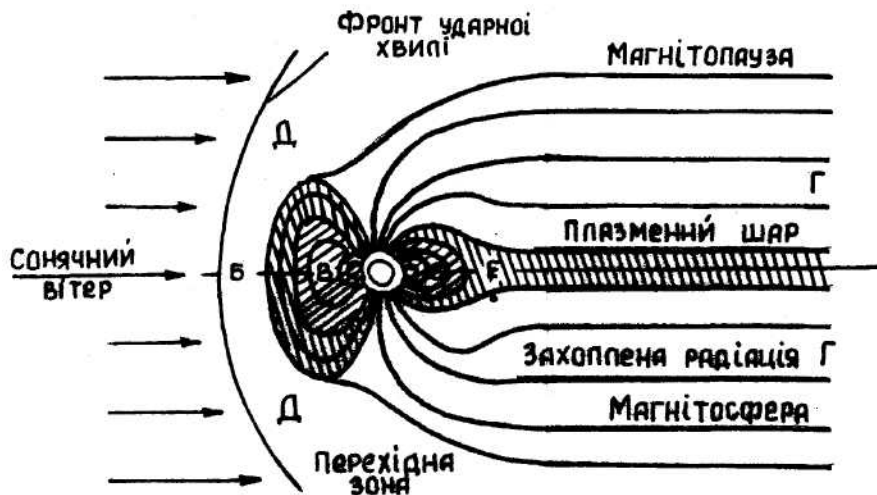


Рис. 2.2 – Структура магнітосфери і радіаційних поясів Землі

На основі вимірювань на супутниках Ван Аллен і Франк виявили два радіаційні пояса: внутрішній на відстані $1,5 R$ й зовнішній на відстані від $3 R$ до $4 R$. Властивості поясів визначаються у значній мірі видом та енергією їх часток. У внутрішньому радіаційному поясі спостерігаються досить стабільні потоки протонів з енергіями у десятки і сотні МеВ. Зовнішній пояс складається головним чином з електронів з енергіями від декількох КеВ до електронів з енергіями від декількох КеВ до декількох МеВ. Потоки у зовнішньому поясі дуже мінливі, й їх варіації зв'язані з магнітними збуреннями.

За особливостями взаємодії атмосфери з поверхнею землі атмосферу поділяють на граничний шар, або шар тертя, і вільну атмосферу. У граничному шарі, який має товщину $1,0-1,5$ км, на рухи повітря великий вплив чинить земна поверхня, а також сили, що обумовлюються турбулентним характером течій повітря. У цьому шарі спостерігається добовий хід температури, вологості повітря, швидкості вітру та інших фізичних параметрів атмосфери. У середині граничного шару відділяють шар товщиною $50-100$ м, що безпосередньо примикає до земної поверхні. Він характеризується різкою зміною характеристик атмосфери з висотою. У вільній атмосфері впливом земної поверхні на рухи повітря можна знехтувати.

Сучасні апарати – надзвукові літаки, балістичні ракети, космічні кораблі та штучні супутники Землі діють у границях всієї атмосфери. Незважаючи на те, що густина повітря, від якої безпосередньо залежить сила аеродинамічного гальмування, у верхній атмосфері мала, сама ця сила має досить велике значення, оскільки вона прямо пропорційна квадрату швидкості руху апарата. Якщо у літаків та ракет ця сила переважається силою тяги двигунів, то у космічних кораблів та штучних супутників Землі, які обертаються навколо Землі за інерцією, ця сила нічим не

компенсується і в залежності від висоти орбіти в більшій чи меншій мірі впливає на поступові змінення параметрів орбіти космічних апаратів. На висоті біля 150 км густина повітря така, що штучний супутник може зробити лише один оберт навколо Землі, потім він буде переміщуватися по деякій траєкторії у напрямку Землі та згорить під впливом тертя повітря. Вище 150 км час існування космічного апарата перевищує період його обертання і він тим більше, чим вище розташовується орбіта. За цією ознакою, атмосферу поділяють на густі шари, або саме атмосферу, і навколоземний космічний простір. Вважається, що границя між ними розташовується на висоті 150 км. Отже, коли говорять про те, що космонавти здійснюють політ у космічному просторі на навколоземних орбітах, треба мати на увазі, що в дійсності їх політ відбувається у термосфері або екзосфері, тобто у границях атмосфери Землі, а не у космічному просторі.

2.2 Тропосфера, стратосфера і мезосфера

2.2.1 Тропосфера

Як було зазначено у попередньому розділі, характерною особливістю тропосфери є падіння з висотою температури повітря. Середня швидкість падіння дорівнює 0,65 °С на 100 м висоти. Але у конкретних випадках температура може зменшуватись з висотою з різною швидкістю, більш того, може навіть у деяких шарах атмосфери зростати.

У тропосфері зосереджується більшість маси атмосфери: від 75 % у помірних широтах до 90 % – у низьких.

Тропосферу поділяють на три шари. Нижній товщиною 1,0-1,5 км, як вже зазначалося, називають граничним шаром. Другий шар від 1,0-1,5 км до 6-8 км називають середньою тропосферою, а від 6-8 км до тропопаузи – верхньою тропосферою.

Тропосфера за своїми фізичними властивостями неоднорідна не тільки у вертикальному, але й у горизонтальному напрямку. У горизонтальній площині змінюється температура, тиск, вологість повітря, хмарність, а також інші метеорологічні величини. Змінення значень метеорологічних величин відбувається нерівномірно. Існують великі простори повітря у тропосфері, горизонтальні масштаби яких порівняні з масштабами континентів та морів, де фізичні властивості повітря майже не змінюються або змінюються дуже повільно. Вони носять назву повітряних мас. За своїми температурними властивостями повітряні маси поділяють на теплі й холодні. Крім того, повітряним масам надають назву в залежності від положення осередку формування, наприклад, арктичне повітря (АП), помірне повітря або повітря помірних широт (ПП), тропічне

повітря (ТП), екваторіальне повітря (ЕП).

Повітряні маси, які характеризуються різними фізичними властивостями, розділяються відносно вузькими перехідними зонами. У цих зонах відбувається різке зміння метеорологічних величин. Завдяки таким властивостям їх називають фронтальними зонами або атмосферними фронтами. З фронтальними зонами зв'язані системи хмар, опади, часто влітку – грози, шквали, а взимку – хуртовини; відбувається посилення і зміна напрямку вітру, потепління або похолодання. Такий комплекс метеорологічних величин та атмосферних явищ утворює складні погодні умови. Хоча треба підкреслити, що складні умови погоди можуть спостерігатися й усередині повітряних мас.

Одним із основних елементів погоди, виявляється хмарність, тому що з нею пов'язані чисельні атмосферні явища. Хмарність розвивається переважно у тропосфері. Тому розглянемо класифікацію хмар, в основу якої покладені зовнішній вид і висота їх нижньої границі. Така класифікація називається морфологічною. За цією класифікацією всі хмари поділяють у залежності від висоти їх нижньої границі $z_{НГ}$, на чотири сім'ї:

- А. Хмари верхнього ярусу ($z_{НГ} > 6$ км);
- Б. Хмари середнього ярусу (2 км $< z_{НГ} < 6$ км);
- В. Хмари нижнього ярусу ($z_{НГ} < 2$ км);

Г. Хмари вертикального розвивання; висота нижньої границі хмар, як правило, менша, ніж 2 км, але їх верхів'я можуть досягати будь-якої висоти у границях тропосфери, а інколи проникають крізь тропопаузу.

Кожна сім'я поділяється на декілька форм, які, у свою чергу, складаються з видів та різновидів. Загальна кількість форм хмар, що складають зазначені чотири сім'ї, дорівнює десяти, Сім'я хмар верхнього ярусу має три форми: перисті (Сі), перисто-шаруваті (Сs) і перисто-купчасті (Сс). Сім'я хмар середнього ярусу поділяється на дві форми: високо-купчасті (Ас) та високо-шаруваті (Аs), а сім'я хмар нижнього ярусу – на три форми: шарувато-купчасті (Sc), шаруваті (St) та шарувато-дощові (Ns). Нарешті, сім'я хмар вертикального розвивання включає дві форми: купчасті (Cu) та купчасто-дощові (Cb).

Види та різновиди, що складають кожен з форм, докладно описані у "Міжнародному атласі хмар".

2.2.2 Стратосфера і мезосфера

Стратосфера і мезосфера поряд з тропосферою входять до гомосфери, тобто вони характеризуються однорідним складом основних газів. Інколи їх розглядають укупі, тобто як один шар, і називають стратомезосферою. Характер зміння температури у цих шарах був розглянутий у попередньому розділі. Але це деякий осереднений вертикальний профіль

температури. У дійсності температура повітря у стратосфері й мезосфері змінюється у просторі й за часом. Чітко виявляються сезонні коливання температури, які обумовлюються поглиненням та випромінюванням променистої енергії атмосферними газами. Крім того, у холодний період визначну роль у формуванні температурного режиму в цих шарах атмосфери відіграють фактори, що пов'язані з особливостями атмосферних рухів.

Зазначені процеси приводять до того, що в січні (зима північної півкулі) найбільш холодними зонами стратомезосфери виявляються мезосфера полярних широт, де температура досягає значень $-80^{\circ}\dots -110^{\circ}\text{C}$, і нижня стратосфера над Арктикою (температура біля -70°C), самою теплою частиною – зона полярної стратопаузи у південній півкулі (температура біля 10°C).

У липні (літо північної півкулі) найбільш високі значення температури (до 10°C) спостерігаються на висоті 50-55 км над полярними широтами північної півкулі. При цьому зона теплового повітря поширюється аж до 30° південної широти. У той же час в арктичній мезосфері виникає зона холоду з температурою біля -140°C і нижче. У табл. 2.2. наводиться амплітуда річних коливань температури у стратосфері й мезосфері.

Таблиця 2.2 – Амплітуда річних коливань температури, $^{\circ}\text{C}$

Висота, км	Широта			
	80°	60°	50°	30°
30	32	34	20	13
35	31	34	22	12
40	34	34	24	9
45	34	29	23	8
50	31	20	19	7
55	28	15	12	7
60	23	11	9	7
65	14	21	18	10
70	20	34	27	10
75	34	49	38	11
80	43	55	45	15

Як видно, існують висоти, де спостерігаються мінімальні амплітуди коливань. Висота їх збільшується при зростанні широти.

Вище зазначалося, що хмарність є явище, яке характерне для тропосфери. Але у стратосфері та мезосфері теж спостерігаються хмари. Йдеться про перламутрові та сріблясті хмари. Перламутрові хмари виникають на висоті 22-30 км у стратосфері.

Сріблясті хмари – найбільш високі з відомих типів хмар нашої планети. Вони утворюються в зоні мезопаузи на висоті біля 82 км, їх можна спостерігати переважно в теплу половину року (з березня до жовтня) на високих широтах обох півкуль. Сріблясті хмари спостерігаються у час присмерків. Вони дуже схожі з перистими і перисто-шаруватими хмарами і мають хвилеподібну структуру.

Сріблясті хмари в північній півкулі рухаються у південно-західному напрямку з середньою швидкістю біля 40 м/с, а у південній півкулі – у північно-західному напрямку. Товщина їх досягає 2 км, а вертикальна амплітуда хвиль – 0,5-3,0 км,

За сучасною точкою зору, сріблясті хмари складаються з кристалів льоду. Дійсно, результати тривалих вимірювань у зоні мезопаузи показали, що температура мезопаузи літом дуже низька й досягає 140 К або ще нижче. Відповідно до теоретичних розрахунків імовірне значення масової частки водяної пари біля мезопаузи дорівнює в середньому $(1...5) 10^{-6}$ г/г, що відповідає температурі замерзання води 148 К. Отже, імовірно, що у тонкому шарі високоширотної мезопаузи відбувається пересичення водяної пари, що супроводиться утворенням льодових ядер з подальшим зростанням часток.

РІВНЯННЯ СТАНУ ПОВІТРЯ

1 Рівняння стану сухого повітря

Як відомо з курсу фізики, стан кожного газу характеризується трьома параметрами: температурою, тиском і густиною (або питомим об'ємом). Ці величини зв'язані між собою рівнянням, що має назву рівняння стану газу або рівняння Клапейрона-Менделєєва.

Для кожного газу існує критична температура $T_{кр}$. Якщо температура газу T більша критичної, то газ не можна перевести у рідкий чи твердий стан ні при якому тиску. Це означає, що при $T > T_{кр}$, речовина може бути тільки у газоподібному стані. Критичні температури основних газів, що складають атмосферу, мають такі значення.

Газ	He	H ₂	N ₂	O ₂	CO ₂	H ₂ O
$T_{кр}$ °C	-268	-240	-147	-119	31	374

Ці дані свідчать про те, що $T_{кр}$ всіх газів атмосфери, окрім вуглекислого й водяної пари, менші T , які спостерігаються в атмосфері. Критична температура вуглекислого газу перевищує звичайні температури повітря, але він має малий парціальний тиск і не може перейти в стан насичення.

Рівняння Клапейрона-Менделєєва справедливі для ідеального газу. Газ за своїми фізичними властивостями тим ближчий до ідеального газу, чим більша його температура порівняно з $T_{кр}$ і чим менший його парціальний тиск порівняно з тиском насичення. При умовах, які спостерігаються в атмосфері, основні атмосферні гази можна розглядати як ідеальні гази. Тому рівняння стану – газу має вигляд:

$$p_i V_i = \frac{R^*}{\mu_i} T \quad (i = 1, 2, \dots, n) \quad (1.1)$$

де p – тиск,

V – питомий об'єм,

R^* – універсальна газова стала ($R^* = 8,31441$ кДж/(кмоль·К),

μ_i – відносна молекулярна маса (молярна маса),

T – абсолютна температура,

$R^*/\mu_i = R_i$ – питома газова стала i -того газу.

Згідно закону Дальтона тиск суміші газів дорівнює сумі їх парціальних тисків, тобто тисків, які мав би кожний із газів окремо, якби

він один при даній температурі займає увесь об'єм. Отже,

$$p = \sum_{i=1}^n p_i \quad (1.2)$$

Нехай m_i – маса i -того газу. Тоді питомий об'єм його дорівнює

$$V_i = \frac{V}{m_i}, \quad (1.3)$$

де V – об'єм, який займає 1 кг суміші, тобто сухого повітря. При такій умові V має сенс питомого об'єму повітря V . Підставимо V_i за формулою (1.3) в формулу (1.1), враховуючи питому сталу газу.

Будемо мати

$$p_i \frac{V}{m_i} = R_i T \quad (1.4)$$

або

$$p_i = \frac{T}{V} R_i m_i. \quad (1.5)$$

Найдемо тепер за допомогою формули (1.2) загальний тиск повітря. Очевидно,

$$p = \sum_{i=1}^n p_i = \frac{T}{V} \sum_{i=1}^n R_i m_i. \quad (1.6)$$

У рівнянні (1.6)

$$\sum_{i=1}^n R_i m_i = R_c. \quad (1.7)$$

питома газова стала сухого повітря $R_c = 287 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К}) = 287 \text{ м}^2/(\text{с}^2 \cdot \text{К})$.
Отже, рівняння стану сухого повітря

$$pV = R_c T \quad (1.8)$$

має той же вигляд, що і рівняння стану ідеального газу. Знаючи питому газову сталу сухого повітря, можна знайти його молярну масу

$$M_c = \frac{R^*}{R_c} = \frac{8,31441 \cdot 10^3 \text{ Дж}/(\text{кмоль} \cdot \text{К})}{287 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})} = 28,9645 \frac{\text{кг}}{\text{кмоль}};$$

Як відомо, питомий об'єм зв'язаний з густиною співвідношенням

$$V = \frac{1}{\rho} \quad (1.9)$$

За рахунок цього, рівняння стану сухого повітря приймає вигляд:

$$p = R_c \rho T. \quad (1.10)$$

Рівняння стану можна записати і в іншій формі. Дійсно, оскільки

$$R_c = \frac{R^*}{M_c};$$

то з рівняння стану (1.8) виходить

$$pVM_c = R^*T. \quad (1.11)$$

Легко побачити, записавши розмірність величини VM_c , що вона має сенс об'єму, який займає 1 моль повітря. Позначимо цей об'єм через V^* і, поділивши обидві частини рівняння (1.11) на число Авогадро $N = 6,022 \cdot 10^{26}$ кмоль⁻¹, будемо мати

$$p = \frac{V^*}{N} = \frac{R^*}{N}T. \quad (1.12)$$

Величина

$$k = \frac{R^*}{N} = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{К}}$$

називається сталою Больцмана. Таким чином, рівняння стану сухого повітря можна записати у виді:

$$pV^* = kNT. \quad (1.13)$$

Така форма рівняння стану широко використовується при вивченні верхніх шарів атмосфери.

2 Рівняння стану вологого повітря

Вологе повітря – це механічна суміш сухого повітря й водяної пари. Як визначалося вище, критична температура водяної пари більша, ніж температури, що спостерігається в реальній атмосфері. Тому вона може при відповідних умовах перейти в рідкий або твердий стан. Теорія фазових переходів водяної пари буде розглянута пізніше.

Водяна пара, взагалі кажучи, може відрізнятись від ідеального газу. Але, як показали експериментальні дослідження, до температури 40 °С фізичні властивості водяної пари мало відрізняються від властивостей ідеального газу. Тому для нього можна записати рівняння стану

$$eV_n = R_n T. \quad (2.1)$$

де

$$V_n = \frac{V}{s} \quad (2.2)$$

питомий об'єм водяної пари,

s – маса водяної пари в одиниці маси вологого повітря (масова частка водяної пари);

R_n – питома газова стала водяної пари.

Рівняння стану сухої частини, як вже було показано, має вигляд:

$$(p - e)V_c = R_c T, \quad (2.3)$$

де

$$V_c = \frac{V}{1 - s}, \quad (2.4)$$

питомий об'єм сухої частини повітря.

Очевидно,

$$R_n = \frac{R^*}{M_n}, \quad (2.5)$$

де $M_n = 18,015 \frac{\text{кг}}{\text{кмоль}}.$

Тоді $\frac{R_n}{R_c} = \frac{R^*}{M_n} \cdot \frac{M_c}{R^*} = \frac{M_c}{M_n} = \frac{28,9645}{18,015} = 1,608$

і

$$R_n = 1,608 R_c \quad (2.6)$$

Неважко побачити, що $R_n = 461,5 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}.$

Враховуючи рівність (2.6), а також (2.2), рівняння стану водяної пари можна переписати так:

$$eV = 1,608 s R_c T. \quad (2.7)$$

Аналогічно, рівняння (2.3) за рахунок рівності (2.4) приймає вигляд:

$$(p - e)V = R_c (1 - s) T. \quad (2.8)$$

Складаючи рівняння (2.7) й (2.8), прийдемо до рівняння стану вологого повітря

$$pV = R_c T(1 + 0,608s). \quad (2.9)$$

Величину

$$T(1 + 0,608s) = T_V \quad (2.10)$$

називають віртуальною температурою. Тоді рівняння стану вологого повітря можна записати у формі

$$pV = R_c T_V, \quad (2.11)$$

або, оскільки

$$V = \frac{1}{\rho_{вл}}, \quad (2.12)$$

у вигляді

$$p = R_c \rho_{вл} T_V, \quad (2.13)$$

Розглянемо сухе й вологе повітря при однаковому тиску. На основі формул (1.10) і (2.13) маємо

$$\rho T = \rho_{вл} T_V. \quad (2.14)$$

Звідси випливає сенс віртуальної температури: це температура сухого повітря, яке при однаковому тиску має густину, що дорівнює густині вологого повітря. Оскільки, як було показано, водяна пара легше сухого повітря ($M_n < M_c$), то густина вологого повітря менша, ніж густина сухого повітря. Отже, віртуальна температура завжди більша молекулярної температури вологого повітря.

Віртуальну температуру можна записати і в формі

$$T_V = T + \Delta T_V, \quad (2.15)$$

де

$$\Delta T_V = 0,608sT. \quad (2.16)$$

Величина ΔT_V називається віртуальною добавкою. Якщо замість масової частки водяної пари підставити відому її залежність від парціального тиску водяної пари й атмосферного тиску, то віртуальна добавка приймає вигляд:

$$\Delta T_V = 0,378 \cdot T \frac{e}{p}. \quad (2.17)$$

Найбільше значення вона має при даному атмосферному тиску p і температурі T

$$\Delta T_{V_{\max}} = 0,378 \cdot T \frac{E(T)}{p}, \quad (2.18)$$

коли водяна пара знаходиться у стані насичення $e = E(T)$.

Рівняння стану вологого повітря можна записати і в іншій формі, якщо в формулі (2.9) позначати

$$(1 + 0,608s)R_c = R. \quad (2.19)$$

Величину R називають питомою сталою вологого повітря. Але в дійсності вона не є сталою, а як видно з формули (2.19), залежить від масової частки водяної пари. Таким чином, рівняння стану вологого повітря з урахуванням формули (2.19) можна записати так:

$$pV = RT \quad (2.20)$$

або

$$p = \rho RT, \quad (2.21)$$

де ρ – густина вологого повітря.

ПОЛЯ МЕТЕОРОЛОГІЧНИХ ВЕЛИЧИН - СИЛИ, ЩО ДІЮТЬ В АТМОСФЕРІ

1 Поля і градієнти фізичних параметрів атмосфери

Фізичні параметри атмосфери, або метеорологічні величини, являють собою функції координат (x, y, z) і часу t . Позначимо будь-який фізичний параметр атмосфери через f . Отже,

$$f = f(x, y, z, t). \quad (1.1)$$

Координати (x, y, z) складають прямокутну систему, у котрій вісь x – має напрямок із заходу на схід по дотичній до паралелі, вісь y – з півдня на північ по дотичній до меридіану, вісь z – вертикально уверх. Крім прямокутної системи у багатьох задачах використовуються полярна та сферична системи координат.

Сукупність значень фізичної величини у точках деякого простору називається полем цієї величини. Якщо зафіксувати час, то $f(x, y, z)$ являє собою тривимірне поле величини f . Можна зафіксувати, крім того, висоту. Нехай, наприклад, $z = z_k$. Тоді $f(x, y, z_k)$ має сенс двовимірного поля на поверхні z_k , яка характеризує розподіл фізичної величини f по горизонталі на цій висоті. За даними вимірювання за допомогою радіозондів можна побудувати, наприклад, поля температури, швидкості вітру, характеристик вологості повітря тощо. Проте у метеорологічних дисциплінах переважно використовується у ролі третьої координати не z , а атмосферний тиск p . Якщо прийняти $p = p_k = const$, то $f(x, y, p_k)$ характеризує залежність фізичної величини f від горизонтальних координат на k -тій ізобаричній поверхні. Ізобаричною поверхнею називають поверхню у просторі, в кожній точці якої атмосферний тиск має одне й те ж значення. Крім ізобаричних, розглядаються ще ізотермічні поверхні – поверхні рівних значень температури, ізопікнічні поверхні – поверхні рівних значень густини повітря тощо.

Як буде показано пізніше, атмосферний тиск змінюється по-різному в теплій та холодній повітряних масах. Тому в різних точках простору ізобарична поверхня $p = p_k = const$ має різну геопотенціальну висоту. Можна на географічній карті нанести в точках зондування атмосфери висоти цієї ізобаричної поверхні $\Phi(x, y, p_k)$, які називаються геопотенціальними висотами, і провести лінії рівних значень геопотенціальних висот – ізогіпси. Така карта називається картою баричної топографії. Звичайно, на такій карті можна провести і ізотерми – лінії рівних значень температури тоді будемо мати поле температури

$T(x, y, p_k)$ на ізобаричній поверхні p_k .

Ізотермічні й ізопікнічні поверхні також в різних районах розташовуються на різних висотах. Ізотермічна поверхня, $T(x, y, z) = const$, наприклад, в холодній повітряній масі розташовується на меншій висоті, ніж в теплій. Положення у просторі ізопікнічних поверхонь залежить від характеру зміни тиску і температури повітря. Означені поверхні загалом мають назву еквіскалярних поверхонь.

Кількісною мірою зміни фізичних параметрів атмосфери виступає їх градієнт. За математичною теорією поля градієнтом скалярної величини в деякій точці називається вектор, який має напрямок, що збігається з напрямком нормалі до еквіскалярної поверхні в сторону збільшення функції, і модуль, рівний похідній цієї величини по напрямку нормалі.

Розглянемо в системі координат $(oxyz)$ дві еквіскалярні поверхні функції f , що характеризуються означеними вище властивостями (рис. 1.1). Позначимо нормаль до еквіскалярних поверхонь через \vec{N} . Тоді вектор $grad f$ має у системі координат $(oxyz)$ складові

$$grad f = grad_x f + grad_y f + grad_z f \quad (1.2)$$

причому

$$grad_x f = \frac{\partial f}{\partial x} \vec{i}, \quad (1.3)$$

$$grad_y f = \frac{\partial f}{\partial y} \vec{j}, \quad (1.4)$$

$$grad_z f = \frac{\partial f}{\partial z} \vec{k}. \quad (1.5)$$

Отже, градієнт фізичної величини має у системі координат $(oxyz)$ такі проекції

$$grad f = \left(\frac{\partial f}{\partial x}, \frac{\partial f}{\partial y}, \frac{\partial f}{\partial z} \right). \quad (1.6)$$

Оскільки тиск, температура і густина повітря, як визначалося, змінюються з висотою, то вертикальні складові градієнтів тиску, температури і густини, або їх вертикальні градієнти, дорівнюють відповідно:

$$| grad_z p | = \frac{\partial p}{\partial z}, \quad (1.7)$$

$$| grad_z T | = \frac{\partial T}{\partial z} = \gamma, \quad (1.8)$$

$$| grad_z \rho | = \frac{\partial \rho}{\partial z} = \beta, \quad (1.9)$$

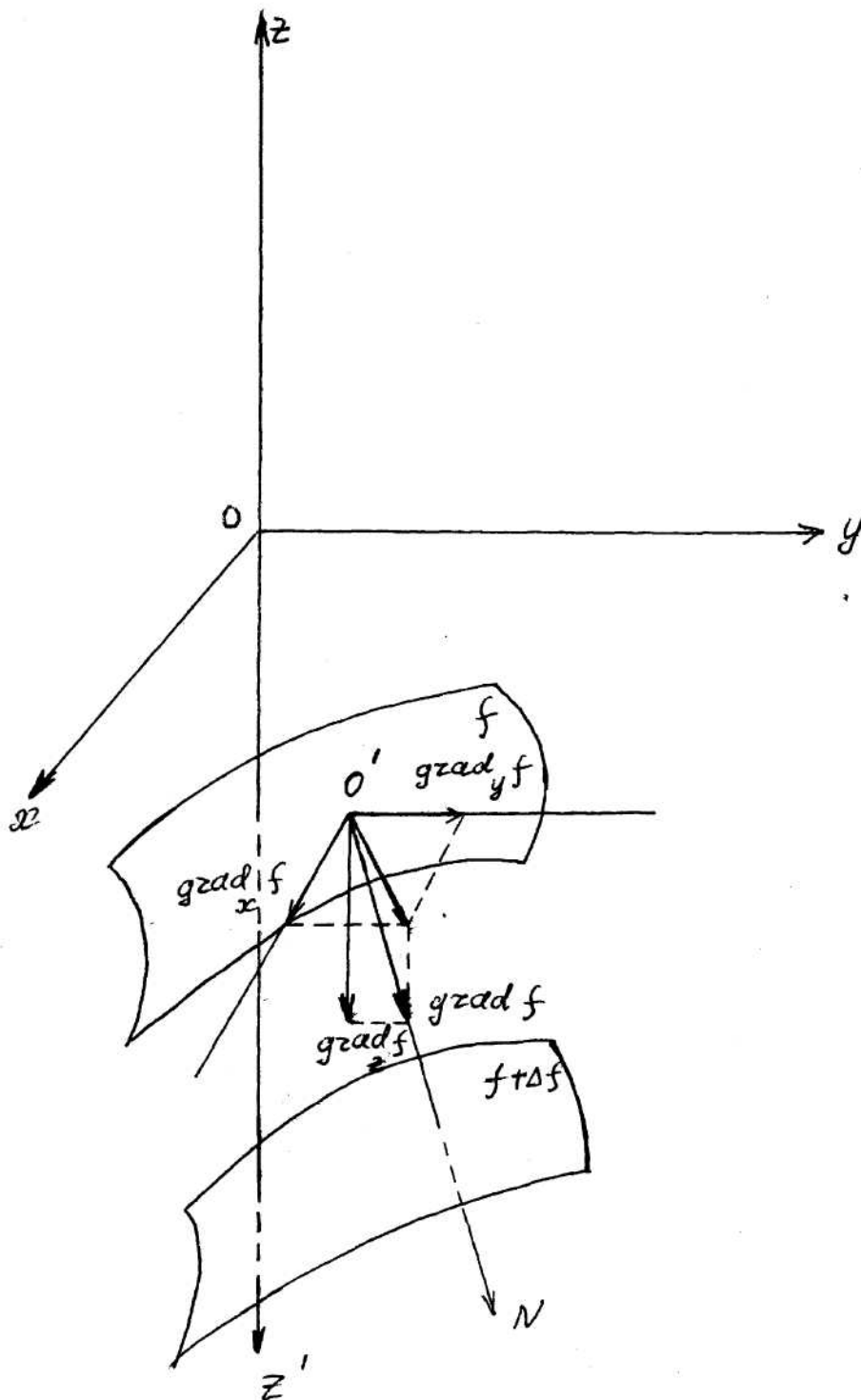


Рис. 1.1 – До поняття градієнта метеорологічної величини

Як свідчать формули (1.7)-(1.9), оскільки тиск атмосфери завжди зменшується з висотою, вертикальний градієнт тиску – величина від'ємна. У більшості випадків такий же знак має і градієнт густини повітря. Температура повітря в атмосфері може з висотою зменшуватися, що спостерігається у більшості випадків, збільшуватися (інверсія

температури) і залишатися незмінною (ізотермія). За першим характером розподілу температури з висотою (стратифікації температури) її вертикальний градієнт від'ємний ($\gamma < 0$). При інверсійній стратифікації вертикальний градієнт температури додатний ($\gamma > 0$), а при ізотермії він дорівнює нулю. Треба зробити зауваження, що в попередніх виданнях підручників з метеорології, як правило використовувався так званий "метеорологічний вертикальний градієнт температури". Він відрізняється від звичайного фізичного означення градієнта тим, що йому приписувався знак мінус, тобто приймалося, що $\gamma = -\partial T / \partial z$. Ми змушені у подальшому теж використовувати таке поняття вертикального градієнта температури, оскільки такий градієнт міститься у чисельних моделях атмосферних процесів.

2 Сили, що діють в атмосфері

2.1 Сила ваги

Сила ваги, як відомо, дорівнює добутку маси тіла на прискорення вільного падіння. Останнє дорівнює результуючому прискоренню гравітаційного (ньютонівського) притягування та відцентрового прискорення.

$$\vec{g} = \vec{g}_a + \vec{c}. \quad (2.1.1)$$

Прискорення гравітаційного притягування перпендикулярне до поверхонь рівня. Оскільки фігура Землі близька до еліпсоїда, напрямок вектора \vec{g}_a не збігається, взагалі кажучи з радіусом Землі.

Як відомо, відцентрове прискорення залежить від кутової швидкості та радіуса обертання r

$$c = \omega^2 r. \quad (2.1.2)$$

Очевидно, що

$$c_R = r \omega^2 \cos \varphi, \quad (2.1.3)$$

або

$$c_R = R \omega^2 \cos^2 \varphi. \quad (2.1.4)$$

Прискорення вільного падіння як модуль вектора (2.1.1) можна записати

$$g = g_R - c_R, \quad (2.1.5)$$

причому

$$g_R = g_a - \Delta g, \quad (2.1.6)$$

де

$$g_a = \hat{\gamma} \frac{M}{R^2}, \quad (2.1.7)$$

$\hat{\gamma}$ – універсальна гравітаційна стала,

M – маса Землі, а

$$\Delta g = \beta \cdot \frac{\hat{\gamma} M R_E^2}{R^4} (3 \sin^2 \varphi - 1), \quad (2.1.8)$$

де

$$\beta = \varepsilon - \frac{1}{2} \cdot \frac{\omega^2 R_E^2}{\tilde{\gamma} M} \text{ – параметр форми Землі,}$$

R_E – екваторіальний радіус еліпсоїда,

ε – його стиск.

Отже, прискорення вільного падіння на поверхні Землі має такий вигляд:

$$g(\varphi) = \frac{\hat{\gamma} M}{R^2} - \beta \cdot \frac{\hat{\gamma} M R_E^2}{R^4} (3 \sin^2 \varphi - 1) - \omega^2 R \cos^2 \varphi, \quad (2.1.9)$$

У задачах метеорології використовується більш проста залежність прискорення вільного падіння від широти. Вона дає достатню точність і може бути записана так:

$$g(\varphi) = g_0 (1 - a_1 \cos 2\varphi), \quad (2.1.10)$$

де $g_0 = 9,80665 \text{ м/с}^2 \approx 9,81 \text{ м/с}^2$ – прискорення вільного падіння на широті 45° на рівні моря: $a_1 = 0,0026$ – безрозмірний коефіцієнт.

Зі збільшенням висоти z прискорення вільного падіння зменшується. Цю залежність його від висоти з достатньою точністю для $z \ll R$ можна виразити функцією

$$g(\varphi, z) = g(\varphi) \frac{R^2}{(R+z)^2}, \quad (2.1.11)$$

або

$$g(\varphi, z) = \frac{g(\varphi)}{\left(1 + \frac{z}{R}\right)^2}. \quad (2.1.12)$$

Оскільки z набагато менша радіуса Землі, то рівність (2.1.12) можна подати у вигляді:

$$g(\varphi, z) = \frac{g(\varphi)}{1 + \frac{2z}{R}} \quad (2.1.13)$$

або

$$g(\varphi, z) = g(\varphi)(1 - a_2 z), \quad (2.1.14)$$

де

$$a_2 = \frac{2}{R} = 3,14 \cdot 10^{-7} \text{ м}^{-1}. \quad (2.1.15)$$

Об'єднуючи рівності (2.1.10) і (2.1.14), будемо мати

$$g(\varphi, z) = g_0(1 - a_1 \cos 2\varphi)(1 - a_2 z). \quad (2.1.16)$$

Залежність прискорення вільного падіння від широти і висоти враховується у невеликому числі задач з метеорології. Прикладом однієї з таких задач є задача вимірювання атмосферного тиску за допомогою ртутного барометра.

2.2 Сила баричного градієнта

Розглянемо в системі координат $oxyz$ дві ізобаричні поверхні паралельні до поверхні рівня, тобто площині oxy , і розташовані на відстані Δz одна від одної. Нехай одна з них (нижня) характеризує атмосферний тиск P , друга – атмосферний тиск $P + \Delta P$. Виділимо між ізобаричними поверхнями елементарний об'єм повітря з площею основи 1 м^2 та висотою z . Зазначений об'єм буде у стані спокою, коли вага цього об'єму $\delta Q = g \Delta z \cdot 1 \text{ м}^2 \cdot \rho = \rho g \Delta z$ буде зрівноважуватись силою атмосферного тиску $\delta p = p - (p + \Delta p) = -\Delta p$. Отже

$$\rho g = -\frac{\Delta p}{\Delta z}, \quad (2.2.1)$$

або, якщо перейти до границі при $\Delta z \rightarrow 0$,

$$g \rho = -\frac{\partial p}{\partial z}. \quad (2.2.2)$$

Похідна, як вже відомо, є вертикальною проекцією градієнта тиску або вертикальним баричним градієнтом. Поділимо обидві частини рівняння (2.2.2) на ρ . Будемо мати:

$$g = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}. \quad (2.2.3)$$

У рівнянні (2.2.3) ліва частина характеризує модуль сили ваги одиничної маси повітря. Ця сила, як відомо, спрямована донизу. Її компенсує сила,

модуль якої теж для одиничної маси дорівнює

$$G_z = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}. \quad (2.2.4)$$

Ця сила, як свідчить рівняння (2.2.3), має напрямок протилежний напрямку вертикальної складової баричного градієнту, і називається вертикальною складовою сили баричного градієнту.

У розглянутому випадку, $\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial y} = 0$ оскільки ізобаричні поверхні паралельні поверхні рівня. Але в атмосфері висота ізобаричних поверхонь змінюється у просторі, тобто вони мають деякий нахил α до поверхні рівня. На рис. 2.1. зображені сліди ізобаричних поверхонь p і $p - dp$ на координатній площині uoz і горизонтальній координатній площині $хоу$. Лінії, що утворились на поверхні рівня $хоу$ і з'єднують точки з однаковим атмосферним тиском, називаються ізобарами.

Як видно, у цьому випадку виникають складові сили баричного градієнта уздовж осей $ох$ і $оу$, які також мають напрямок, протилежний напрямкам відповідних складових градієнта тиску. Модулі їх дорівнюють

$$G_x = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (2.2.5)$$

$$G_y = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}. \quad (2.2.6)$$

Проекція градієнта тиску на горизонтальну площину – горизонтальний градієнт тиску $grad_n p$ – це вектор, який має напрямок що збігається з напрямком нормалі \vec{n} до ізобар, тобто у бік зростання тиску. Відповідна сила баричного градієнта має протилежний напрямок, а її модуль дорівнює

$$G_n = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n}. \quad (2.2.7)$$

Отже, сила баричного градієнта для одиничної маси може бути записана рівнянням

$$\vec{G} = \left(-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \right) \vec{i} + \left(-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \right) \vec{j} + \left(-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \right) \vec{k}, \quad (2.2.8)$$

а її горизонтальна складова визначається таким чином:

$$\vec{G}_n = \left(-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \right) \vec{i} + \left(-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \right) \vec{j}. \quad (2.2.9)$$

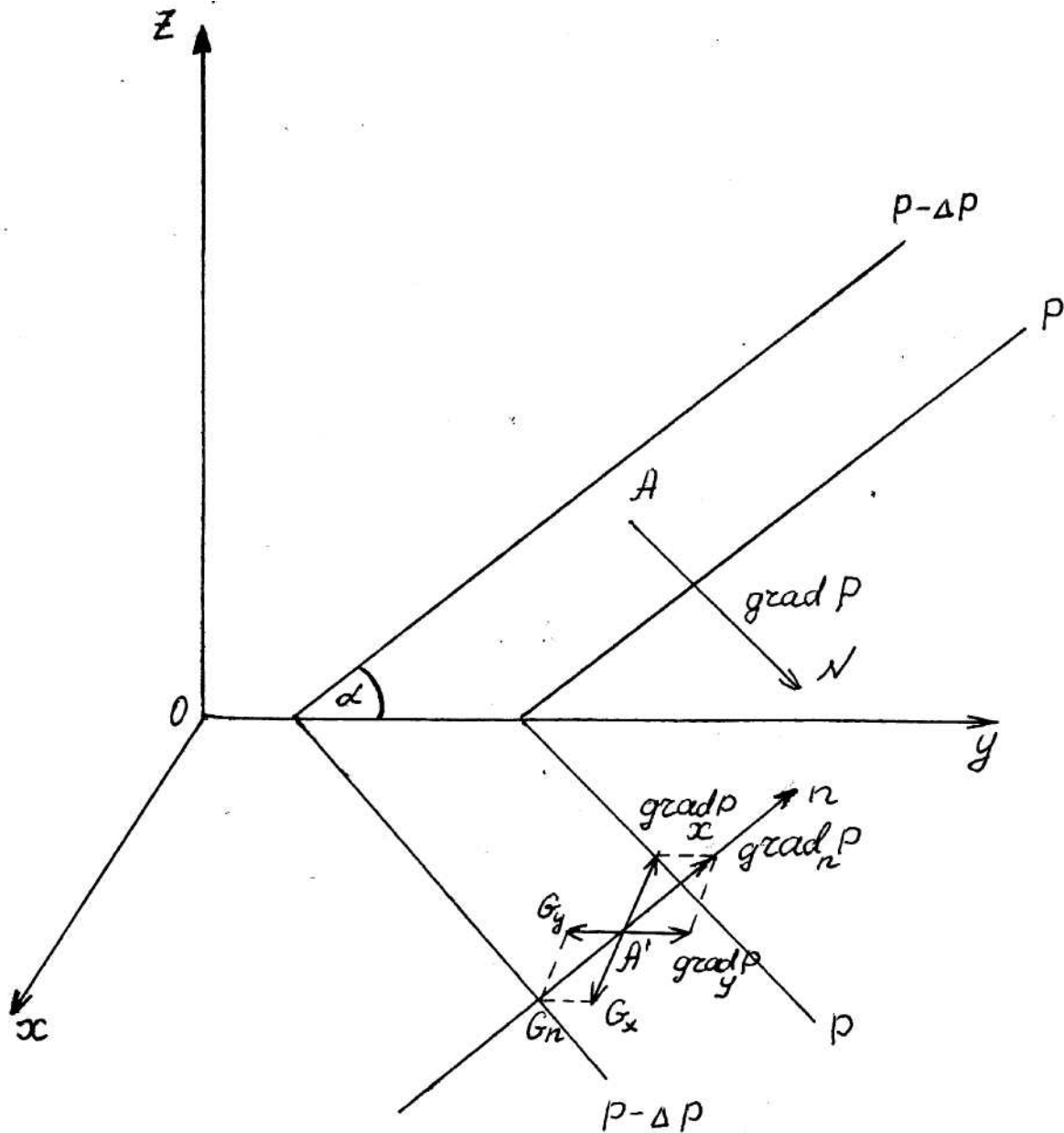


Рис. 2.1 – Складові сили баричного градієнта

Горизонтальна складова сили баричного градієнта – це єдина сила, під впливом якої виникає горизонтальний рух повітря відносно земної поверхні, що називається вітром.

2.3 Сила Коріоліса

Атмосфера бере участь у добовому обертанні Землі з кутовою швидкістю $\omega = 7,29 \cdot 10^{-5} \text{ c}^{-1}$. Крім того, під впливом сили баричного градієнта вона рухається відносно земної поверхні з швидкістю \bar{c} . Тому на частки повітря діє сила Коріоліса, яка має смисл інерційної сили. Це

означає, що вона діє тільки тоді, коли частка знаходиться у стані руху, який розглядається в системі координат, твердо скріпленій з Землею. Така система координат називається інерційною.

У системі координат $oxyz$ швидкість вітру \vec{c} та кутову швидкість $\vec{\omega}$ можна розкласти на складові, Позначивши, як заведено, орти системи координат через \vec{i} , \vec{j} , \vec{k} , будемо мати:

$$\vec{c} = u \cdot \vec{i} + v \cdot \vec{j} + w \cdot \vec{k}, \quad (2.3.1)$$

$$\vec{\omega} = \omega_x \cdot \vec{i} + \omega_y \cdot \vec{j} + \omega_z \cdot \vec{k}. \quad (2.3.2)$$

Величини u , v , w називаються відповідно зональною, меридіональною і вертикальною компонентами швидкості вітру. Напрямки осей ox , oy та oz були означені у попередньому параграфі.

Сила Коріоліса \vec{K} , що діє на частку одиничної маси, визначається векторним добутком

$$\vec{K} = 2 \cdot \vec{c} \times \vec{\omega}. \quad (2.3.3)$$

Векторний добуток, як відомо, можна виразити через складові векторів за допомогою детермінанта

$$\vec{K} = 2 \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ u & v & w \\ \omega_x & \omega_y & \omega_z \end{vmatrix}, \quad (2.3.4)$$

який дорівнює

$$\vec{K} = 2 \left[\vec{i} (v\omega_z - w\omega_y) + \vec{j} (w\omega_x - u\omega_z) + \vec{k} (u\omega_y - v\omega_x) \right]. \quad (2.3.5)$$

Отже,

$$K_x = 2(v\omega_z - w\omega_y), \quad (2.3.6)$$

$$K_y = 2(w\omega_x - u\omega_z), \quad (2.3.7)$$

$$K_z = 2(u\omega_y - v\omega_x). \quad (2.3.8)$$

$$\text{Очевидно, що } \omega_x = 0, \quad (2.3.9)$$

$$\omega_y = \omega \cos \varphi, \quad (2.3.10)$$

$$\omega_z = \omega \cos \left(\frac{\pi}{2} - \varphi \right) = \omega \sin \varphi. \quad (2.3.11)$$

Тоді

$$K_x = 2(\nu\omega \sin \varphi - w\omega \cos \varphi), \quad (2.3.12)$$

$$K_y = -2u\omega \sin \varphi, \quad (2.3.13)$$

$$K_z = 2u\omega \cos \varphi. \quad (2.3.14)$$

Складова K_z залежить тільки від компоненти швидкості вітру u і має напрямок, протилежний напрямку сили ваги, якщо $u > 0$ (із заходу на схід) або у напрямку сили ваги при $u < 0$. Але відношення K_z/g має порядок $10^{-4}-10^{-5}$. Тому впливом цієї складової можна знехтувати. Крім того, у рівнянні (2.3.12) член, який утримує вертикальну компоненту швидкості вітру \vec{V} , із-за того, що вона має порядок сантиметрів за секунди, у 10-100 разів менший, ніж перший член. Ним також можна знехтувати.

Отже, маємо:

$$K_x = 2\nu\omega \sin \varphi, \quad (2.3.15)$$

$$K_y = -2u\omega \sin \varphi. \quad (2.3.16)$$

Очевидно, модуль сили Коріоліса дорівнює

$$|\vec{K}| = K = \sqrt{K_x^2 + K_y^2} = 2\omega \sin \varphi \sqrt{u^2 + \nu^2} = 2\omega c \sin \varphi. \quad (2.3.17)$$

де c – горизонтальна швидкість руху часток повітря, тобто швидкість вітру.

Із рівняння (2.3.17) видно, що сила Коріоліса збільшується зі збільшенням широти φ , і навпаки, тобто $K \rightarrow 0$ при $\varphi \rightarrow 0$.

Направимо вісь ox у напрямку швидкості вітру. Тоді $\nu = 0$, $c = u > 0$, $K_x = 0$ і $K = K_y$. Із формули (2.3.16) виходить, що коли ми знаходимось в північній півкулі ($\varphi > 0$), то $K_y < 0$, тобто в північній півкулі сила Коріоліса відхилена праворуч від напрямку руху. У південній півкулі $\varphi < 0$; $\sin \varphi < 0$ і, якщо $c > 0$, то $K_y > 0$. Отже, в південній півкулі сила Коріоліса відхилена ліворуч від напрямку руху.

2.4 Сила тертя

2.4.1 Турбулентність атмосфери

Атмосфера – це дуже рухливе середовище, у якому завжди відбуваються різноманітні за масштабом, напрямком та швидкості рухи. Ці рухи лише у виключних випадках виявляються ламінарними. Ламінарними називають такі рухи, у яких частки повітря мають плавні траєкторії, що розташовуються паралельно одна одній. У такому разі взаємодія між окремими частками потоку відбувається тільки завдяки тепловому руху

молекул.

Проте, частіше рухи в атмосфері є турбулентними. Турбулентними називають рух, характеристики якого неупорядковане змінюються у просторі та за часом при незмінних зовнішніх умовах. При таких рухах виникають вихрі різноманітних розмірів, у потоці можна відокремити елементарні маси повітря, які, виникнувши та відірвавшись від загального потоку, деякий час рухаються самостійно, як ціле утворення, потім розпадаються та змішуються з оточуючим повітрям. Все це призводить до інтенсивного перемішування між різними частинами середовища та до сильної їх взаємодії.

Турбулентний рух виникає тому, що при збільшенні швидкості потоку понад деяке критичне значення, в'язкість рідини стає недостатньою для того, щоб погасити ті збурення в полі швидкості, які виникають в наслідок неоднорідності швидкостей або різного виду нерівностей на поверхні стінок, уздовж яких відбувається рух.

Про турбулентний характер рухів повітря в атмосфері свідчить форма поширення диму, який виходить, наприклад, із труби. При малих швидкостях вітру та інверсійній стратифікації атмосфери дим тонким струмком поширюється на великі відстані. Із зростанням швидкості вітру струмок диму стає звивистим. Іноді він розділяється на окремі частини. Турбулентний характер рухів повітря в атмосфері проявляється виразно в поривчастості вітру. Якщо проводити спостереження за швидкістю та напрямком вітру у деякому пункті за допомогою малоінерційного приладу то можна переконатись в тому, що як швидкість, так напрямок вітру у кожний момент часу дещо відрізняються, відхиляючись від їх значення, осередненого за деякий більш чи менш значний проміжок часу.

Критерій виникнення турбулентності має назву критерію Рейнольдса. Він свідчить про те, що ламінарний рух переходить до турбулентного, коли безрозмірне число

$$\text{Re} = \frac{uL}{\nu}, \quad (2.4.1)$$

де u – масштаб швидкості,

L – масштаб довжини,

ν – кінематична молекулярна в'язкість повітря, стає більшим ніж деяке критичне число $\text{Re}_{кр}$. Розмірність кінематичної в'язкості $\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$. У рівнянні (2.4.1) замість кінематичної в'язкості інколи застосовують динамічну в'язкість $\eta = \nu\rho$. Тоді число Рейнольдса має вигляд:

$$\text{Re} = \frac{uL\rho}{\eta}. \quad (2.4.2)$$

Розмірність динамічної в'язкості, як очевидно, $\text{кг} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Чисельник

числа Рейнольдса характеризує вплив сил інерції, а знаменник – сил молекулярної в'язкості. Сили інерції, роль яких полягає у просторовому переносі кількості руху, сприяють виникненню неоднорідностей у потоці. Сили в'язкості згладжують виникаючі неоднорідності. При малих Re , коли сили в'язкості встигають поглинути неоднорідності, які виникли завдяки силам інерції, рух виявляється ламінарним. Навпаки, при великих Re коли сили інерції мають перевагу, у потоці виникають різні неоднорідності, характеристики його мають нерегулярні зміни. Рух стає турбулентним.

Число Re може характеризувати умови переходу від ламінарного до турбулентного руху при незмінній густині повітря ($\rho = const$). В атмосфері густина повітря швидко змінюється з висотою. Тому число Re не може однозначно характеризувати її стан. У цьому випадку використовують другий параметр – число Річардсона

$$Ri = \frac{g}{T} \cdot \frac{(\gamma - \gamma_a)}{\left(\frac{\partial \vec{c}}{\partial z}\right)^2}. \quad (2.4.3)$$

У ньому $\gamma - \gamma_a$ – висвітлює термічні умови виникнення турбулентності, а $\frac{\partial \vec{c}}{\partial z}$ – градієнт швидкості вітру – динамічні умови. $\gamma_a = 0,01 K \cdot m^{-1}$ – параметр, сенс якого розглядатиметься пізніше. При зменшенні $(\gamma - \gamma_a)$ збільшується термічна нестійкість атмосфери, що поліпшує, умови розвинення турбулентності (докладно роль цього фактора буде розглядатись пізніше). Цьому сприяє і збільшення градієнта швидкості вітру. Таким чином, малі значення числа Ri визначають сприятливі умови виникнення турбулентності в атмосфері.

2.4.2 Турбулентні потоки субстанції

Окрема повітряна частка, що бере участь у турбулентному перемішуванні, називається турбулентним молем. Турбулентний моль відривається від загального потоку у деякій точці, переміщується на певну відстань і змішується з потоком. Процес змішування турбулентних молів триває безперервно. Відстань, яку проходить турбулентний моль від моменту зародження до повного змішування із загальним потоком, називається шляхом змішування l .

При своєму переміщенні турбулентний моль переносить кількість руху, тепловміст, водяну пару, аерозоль тощо. Будемо всіх їх називати субстанцією. Припустимо, що її вміст у j -тому молі визначається питомою кількістю a_j . До субстанції приймаються такі постулати:

1. Постійність (незнищення) субстанції в молі, доки він рухається, не

змішуючись з потоком.

2. Збереження її кількості при змішуванні двох або декількох молів.

3. Пасивність субстанції. Це означає, що субстанція не впливає на кінематику молей.

4. Питома кількість субстанції у j -тому молі може виявлятися як сума середньої кількості та пульсації

$$q_j = \bar{q}_j + q'_j. \quad (2.4.4)$$

Візьмемо на деякій висоті z горизонтальну площадку S . Нехай через цю площадку в момент часу t проходять вертикально знизу та зверху N молів. Розглянемо j -тий моль з густиною повітря ρ_j , вертикальною швидкістю w_j та площею поперечного перерізу S_j . Очевидно, $\rho_j w_j$ має розмірність $кг \cdot м^{-2} \cdot с^{-1}$ та означає кількість руху, яка переноситься молям; $\rho_j w_j S_j$ має розмірність $кг \cdot с^{-1}$ й має значення маси повітря, що переноситься молям за одну секунду. Нарешті, $q_j w_j \rho_j S_j$, як можна побачити, дорівнює масі субстанції, яка переноситься турбулентним молям за одну секунду. Дамо визначення вертикальному потоку субстанції.

Турбулентним потоком субстанції називається кількість субстанції, що переноситься турбулентними молями за одиницю часу через одиничну площадку в напрямку, перпендикулярному площадці.

На основі визначення маємо:

$$p_q = \frac{1}{S} \sum_{j=1}^N q_j(z, t) w_j(z, t) \rho_j(z, t) S_j(z, t). \quad (2.4.5)$$

Позначимо через t_j момент часу, в який турбулентний моль мав в останній раз нульову вертикальну швидкість до того, як він перетнув площадку S , а через z_j – висоту на котрій він знаходився. Величини $t - t_j$, як і $z - z_j$ малі.

В момент часу t_j питома кількість субстанції у j -тому молі дорівнює $q_j(z_j, t_j)$. Її можна виразити таким чином:

$$q_j(z_j, t_j) = \bar{q}_j(z_j, t_j) + q'_j. \quad (2.4.6)$$

Якщо позначити через δq_j – приріст питомої кількості субстанції у молі при його переміщенні з висоти z_j до висоти z , то

$$q_j(z, t) = q_j(z_j, t_j) + \delta q_j \quad (2.4.7)$$

і, враховуючи рівняння (2.4.6),

$$q_j(z, t) = \overline{q_j(z_j, t_j)} + q'_j + \delta q_j. \quad (2.4.8)$$

Розкладемо функцію $\overline{q_j(z_j, t_j)}$ в ряд Фур'є у місцевості точки (z, t) . Будемо мати:

$$\begin{aligned} \overline{q_j(z_j, t_j)} = & \overline{q}(z, t) + \frac{\partial \overline{q}(z, t)}{\partial z} (z_j - z) + \frac{\partial \overline{q}(z, t)}{\partial t} (t_j - t) + \\ & \frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2 \overline{q}(z, t)}{\partial z^2} (t_j - z)^2 + \frac{\partial^2 \overline{q}(z, t)}{\partial t^2} (t_j - t)^2 + \right. \\ & \left. + 2 \frac{\partial^2 \overline{q}(z, t)}{\partial z \partial t} (z_j - z)(t_j - t) \right] + \dots \end{aligned} \quad (2.4.9)$$

У рівнянні (2.4.9) члени, розташовані в квадратних дужках, малі в порівнянні з членами, що отримують похідні першого порядку. Тому ними можна знехтувати і рівняння (2.4.9) буде мати такий вигляд:

$$\overline{q_j(z_j, t_j)} = \overline{q}(z, t) + \frac{\partial \overline{q}(z, t)}{\partial z} (z_j - z) + \frac{\partial \overline{q}(z, t)}{\partial t} (t_j - t). \quad (2.4.10)$$

Якщо підставити його в рівняння (2.4.8) то будемо мати:

$$q_j(z, t) = \overline{q}(z, t) + \frac{\partial \overline{q}(z, t)}{\partial z} (z_j - z) + \frac{\partial \overline{q}(z, t)}{\partial t} (t_j - t) + q'_j + \delta q_j. \quad (2.4.11)$$

Тепер з урахуванням одержаного результату для питомої кількості субстанції $q_j(z, t)$ яка переноситься j -тим молекул, турбулентний потік субстанції приймає такий вигляд:

$$P_q = \frac{1}{S'} \sum_{j=1}^N \left[\overline{q}(z, t) + \frac{\partial \overline{q}(z, t)}{\partial z} (z_j - z) + \frac{\partial \overline{q}(z, t)}{\partial t} (t_j - t) + q'_j + \delta q_j \right] \rho_j w_j S_j$$

або після почленного сумування:

$$\begin{aligned} P_q = & \overline{q}(z, t) \frac{1}{S} \sum_{j=1}^N \rho_j w_j S_j + \frac{\partial \overline{q}(z, t)}{\partial z} \frac{1}{S} \sum_{j=1}^N (z_j - z) \rho_j w_j S_j + \frac{\partial \overline{q}(z, t)}{\partial t} \times \\ & \times \frac{1}{S} \sum_{j=1}^N (t_j - t) \rho_j w_j S_j + \frac{1}{S} \sum_{j=1}^N q'_j \rho_j w_j S_j + \frac{1}{S'} \sum_{j=1}^N \delta q_j \rho_j w_j S_j. \end{aligned} \quad (2.4.12)$$

Проведемо оцінку членів, які знаходяться у рівнянні (2.4.12). Завдяки турбулентності не відбувається накопичення маси повітря на будь-якому рівні. Тому перший член рівняння (2.4.12) дорівнює нулю. Зупинимось

тепер на третьому члені. У нього $t_j - t < 0$. Тому, для всіх молей, тому, доданки, з $w_j > 0$, що відносяться до турбулентних молей, які рухаються уверх, мають знак мінус. Навпаки, доданки цього члену, у котрих $w_j < 0$, мають знак плюс. Оскільки число турбулентних молей, що перетинають площадку S зверху вниз та знизу уверх, приблизно однакове, третім членом можна знехтувати. Четвертий член характеризує вплив субстанції на кінематику турбулентних молей, що суперечить третьому постулату відносно властивостей субстанції. Першому постулату суперечить останній член. Тому обидва останні члени потрібно відкинути. Таким чином,

$$P_q = \frac{\partial \bar{q}(z, t)}{\partial z} \frac{1}{S} \sum_{j=1}^N (z_j - z) \rho_j w_j S_j. \quad (2.4.13)$$

Як було підкреслено вище, різниця $z - z_j$ мала. Отже можна припустити, що густина повітря всіх турбулентних молей однакова. Тоді

$$P_q = -\rho \frac{\partial \bar{q}(z, t)}{\partial z} \frac{1}{S} \sum_{j=1}^N (z_j - z) w_j S_j. \quad (2.4.14)$$

Позначимо

$$k = \frac{1}{S} \sum_{j=1}^N (z_j - z) w_j S_j. \quad (2.4.15)$$

Після цього вертикальний турбулентний потік субстанції остаточно визначається таким рівнянням:

$$P_q = -k \rho \frac{\partial \bar{q}(z, t)}{\partial z}. \quad (2.4.16)$$

Величина k має розмірність $\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$, характеризує тільки кінематику турбулентних молей і називається коефіцієнтом турбулентності або коефіцієнтом турбулентної дифузії. Він параметризує інтенсивність турбулентних рухів в атмосфері. Часто замість коефіцієнта турбулентності використовують коефіцієнт турбулентного обміну $A = k \rho$. Очевидно його розмірність $\text{кг} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Тоді турбулентний потік субстанції дорівнює

$$P_q = -A \frac{\partial \bar{q}(z, t)}{\partial z}. \quad (2.4.17)$$

Завдяки турбулентному потоку відбувається вирівнювання розподілу субстанції. Дійсно, коли $\frac{\partial \bar{q}}{\partial z} < 0$ (питома кількість субстанції зменшується з

висотою), $P_q > 0$, тобто потік субстанції має напрямок знизу уверх. Навпаки якщо $\frac{\partial \bar{q}}{\partial z} > 0$ (питома кількість субстанції збільшується з висотою), $P_q < 0$, і турбулентний потік субстанції має напрямок зверху вниз.

Можна провести аналогію між турбулентними рухами часток повітря та тепловим рухом молекул. Точний опис руху окремих молекул, як відомо, неможливий. Тому в молекулярно-кінетичній теорії газів, як і в теорії турбулентності вивчаються системи великої кількості молекул, що хаотично переміщуються та взаємодіють. Таким чином, молекулярний потік субстанції визначається рівнянням, аналогічним рівнянню, що характеризує турбулентний потік субстанції

$$P_M = -D\rho \frac{\partial q}{\partial z}, \quad (2.4.18)$$

яке свідчить про те, що молекулярний потік, як і турбулентний, пропорційний вертикальному градієнту субстанції. Коефіцієнт пропорційності D є коефіцієнтом молекулярної дифузії. Він має однакову з коефіцієнтом турбулентної дифузії розмірність $m^2 \cdot c^{-1}$. Однак $\frac{P_q}{P_M} = 10^4 \div 10^5$. Це означає, що в атмосфері обмін субстанцією має головним чином турбулентний характер. Тільки у елементарному в'язкому шарі (шар повітря поблизу земної поверхні товщиною декілька міліметрів) молекулярний обмін переважає.

Окрім вертикального обміну субстанцією відбувається й горизонтальний турбулентний обмін. Горизонтальні турбулентні потоки уздовж осей горизонтальної системи координат описуються рівняннями

$$P_{qx} = -\rho k' \frac{\partial q}{\partial x}, \quad (2.4.19)$$

$$P_{qy} = -\rho k' \frac{\partial q}{\partial y}. \quad (2.4.20)$$

У них k' – горизонтальний коефіцієнт турбулентності.

Рівняння (2.4.19) та (2.4.20) можуть бути записані й таким чином:

$$P_{qx} = -A' \frac{\partial q}{\partial x}, \quad (2.4.21)$$

$$P_{qy} = -A' \frac{\partial q}{\partial y}, \quad (2.4.22)$$

де A' – горизонтальний коефіцієнт турбулентного обміну. Горизонтальні коефіцієнти в десятки або сотні разів більші вертикального.

2.4.3 В'язкі сили

До в'язких сил належать сили, що виникають, коли різні об'єми в рідині або в газі рухаються з різними швидкостями. Це, очевидно, відбувається тоді, коли спостерігається молекулярна або турбулентна дифузія. Тому ці сили називають відповідно силами молекулярного та турбулентного тертя.

Молекули повітря, окрім руху з швидкістю \vec{c} беруть участь і у хаотичних рухах. Якщо на висоті z вони мають середню швидкість \bar{c} , а на висоті $z + dz$ – швидкість $\bar{c} + d\bar{c}$, то, приходячи під час хаотичного руху з рівня z на рівень $z + dz$, вони під дією співудару з молекулами цього рівня переносять кількість руху, який вони мають. Будь-яка зміна кількості руху, відповідно до законів механіки, є результатом дії сили. Ця сила, що відноситься до одиниці поверхні, називається напругою тертя. Якщо йдеться про змінні кількості руху за рахунок його обміну молекулами, то напруга тертя називається молекулярною.

З простих міркувань ясно, що молекулярна напруга тертя $\bar{\tau}_\mu$ пропорційна градієнту швидкості вітру

$$\bar{\tau}_\mu = \eta \frac{\partial \bar{c}}{\partial z}, \quad (2.4.23)$$

де η – динамічна в'язкість. Окрім неї може використовуватись кінематична в'язкість. Тоді формулу (2.4.23) можна переписати так:

$$\bar{\tau}_\mu = \nu \rho \frac{\partial \bar{c}}{\partial z}. \quad (2.4.24)$$

Молекулярна напруга тертя має розмірність $\text{Н} \cdot \text{м}^2$.

Якщо рух повітря виявляється турбулентним, то обмін кількістю руху відбувається за рахунок турбулентних молей. При інтенсивній турбулентності швидкість часток повітря дуже змінюється з часом і в просторі. Тому запроваджують середню швидкість вітру, яку будемо далі позначати через \bar{c} . Тоді напруга турбулентного тертя дорівнює

$$\bar{\tau}_z = A \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} = k \rho \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \quad (2.4.25)$$

і характеризує турбулентний потік кількості руху. Напруга турбулентного тертя має таку ж розмірність, як і молекулярна напруга. У формулі (2.4.25) A – коефіцієнт турбулентного обміну (турбулентної в'язкості), а k – коефіцієнт турбулентності. Коефіцієнт турбулентної в'язкості у десятки і сотні тисяч разів більший, ніж коефіцієнт молекулярної в'язкості ($A > \eta$; $k > \nu$). Це сприяє тому, що роль молекулярного тертя всюди в атмосфері, за винятком дуже тонкого в'язкого шару, що розташовується біля земної

поверхні, мала порівняно з турбулентними.

Напряга турбулентного тертя має складові по осях координат τ_{zx} , τ_{zy} , τ_{zz} . Розглянемо об'єм повітря у формі паралелепіпеда з висотою dz і гранями, що мають одиничну площу. Нехай на нижній грані напряга турбулентного тертя буде $\vec{\tau}_z$, а на верхній – $\vec{\tau}_z + d\vec{\tau}_z$. Знайдемо проекції напруги тертя на вісь ox на верхній і нижній гранях, а також результуючу проекцій. Очевидно, вона дорівнює

$$(\tau_{zx} + d\tau_{zx}) - \tau_{zx} = d\tau_{zx}. \quad (2.4.26)$$

Величина $d\tau_{zx}$ – є частинний диференціал. Як відомо, він дорівнює

$$d\tau_{zx} = \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} dz. \quad (2.4.27)$$

Легко прийти до висновку, на основі рівнянь (2.4.24) і (2.4.25), що для молекулярного і турбулентного ефектів укупі

$$\tau_{zx} = (\eta + A) \frac{\partial u}{\partial z}. \quad (2.4.28)$$

Тому

$$d\tau_{zx} = \frac{\partial}{\partial z} (\eta + A) \frac{\partial u}{\partial z} dz. \quad (2.4.29)$$

Тоді проекція сили тертя R_{zx} на вісь ox , що діє на об'єм $dV = 1 \text{ м}^2 \cdot dz = dz$, дорівнює

$$R_{zx} = \frac{d\tau_{zx}}{dz} = \frac{\partial}{\partial z} (\eta + A) \frac{\partial u}{\partial z}. \quad (2.4.30)$$

Таким же чином можна показати, що

$$R_{zy} = \frac{d\tau_{zy}}{dz} = \frac{\partial}{\partial z} (\eta + A) \frac{\partial v}{\partial z}, \quad (2.4.31)$$

і

$$R_{zz} = \frac{d\tau_{zz}}{dz} = \frac{\partial}{\partial z} (\eta + A) \frac{\partial w}{\partial z}. \quad (2.4.32)$$

Оскільки висота паралелепіпеда dz – мала величина, то можна вважати, що у шарі dz густина повітря не змінюється. На цій підставі маємо:

$$R_{zx} = \rho \frac{\partial}{\partial z} (\nu + k) \frac{\partial u}{\partial z}, \quad (2.4.33)$$

$$R_{zy} = \rho \frac{\partial}{\partial z} (v + k) \frac{\partial v}{\partial z}, \quad (2.4.34)$$

$$R_{zz} = \rho \frac{\partial}{\partial z} (v + k) \frac{\partial w}{\partial z}. \quad (2.4.35)$$

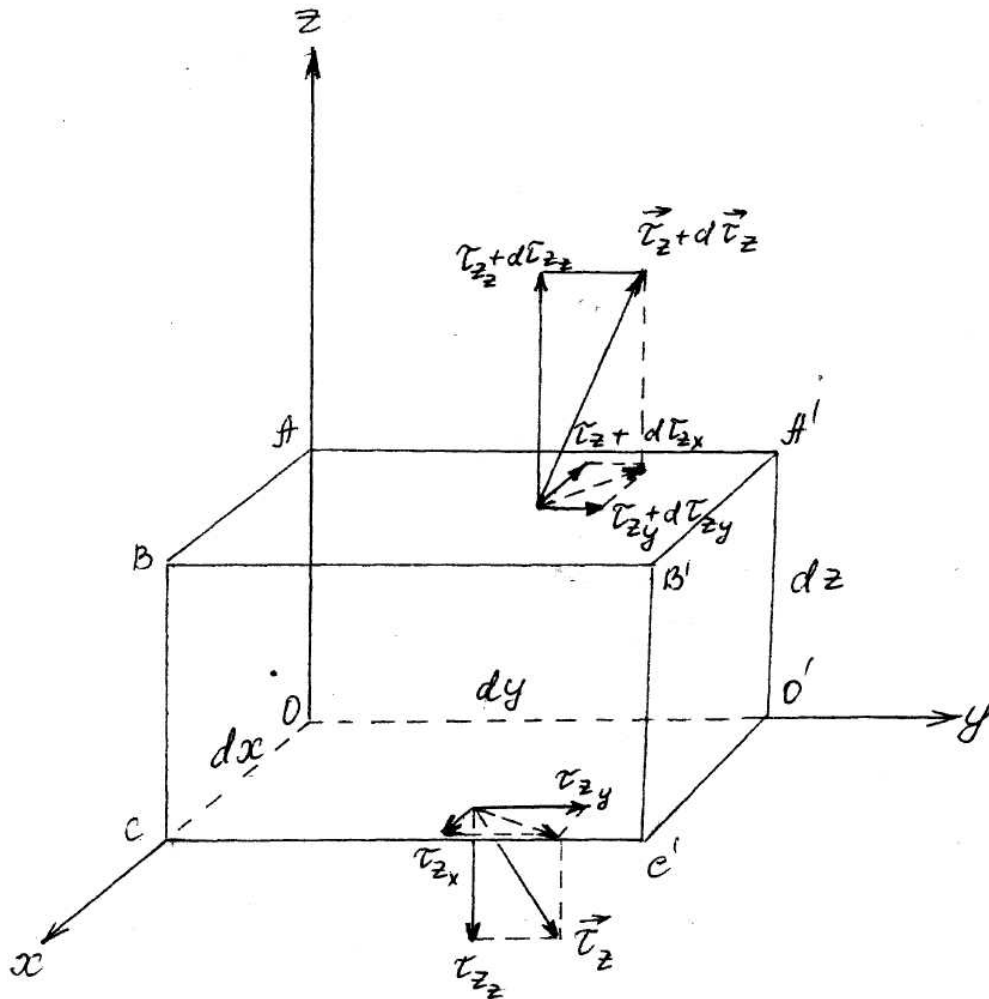


Рис. 2.2 – Проекції напруги тертя

Вплив шорсткості земної поверхні через механізми молекулярної та турбулентної в'язкостей виявляється у середньому до висоти 1-1,5 км. Шар повітря, де поруч із силами баричного градієнта та Коріоліса велику роль грає сила турбулентного тертя, називається граничним шаром атмосфери. Вище граничного шару, тобто у вільній атмосфері, турбулентність розвинута не в меншій мірі, ніж у пограничному шарі. Але роль тертя у вільній атмосфері мала порівняно з іншими силами із-за невеликих вертикальних градієнтів швидкості вітру. Рух повітря там обумовлюється силою баричного градієнта, силою Коріоліса і відцентровою силою. Остання сила з'являється, коли рух відбувається по криволінійним траєкторіям.

СТАТИКА АТМОСФЕРИ

1 Основне рівняння статички атмосфери

Будемо вважати, що атмосфера знаходиться у статичному стані, тобто у стані спокою відносно поверхні Землі, Тоді, як зазначалося вище, ізобаричні поверхні паралельні поверхням рівня і горизонтальні складові сили баричного градієнту дорівнюють нулю. Отже, для того, щоб частки повітря знаходилися у стані спокою, необхідно щоб сила ваги урівноважувалася вертикальною складовою сили баричного градієнту. Для одиничної маси частки, яка має одиничний об'єм, ця умова, як було показано вище, визначається співвідношеннями

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 0, \quad (1.1)$$

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = 0, \quad (1.2)$$

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = g. \quad (1.3)$$

Оскільки, у цьому випадку, тиск повітря залежить тільки від однієї змінної z , рівняння (1.3) приймає вигляд:

$$\frac{dp}{dz} = -\rho g. \quad (1.4)$$

Його, очевидно, можна записати і в такій формі

$$-dp = \rho g dz. \quad (1.5)$$

Рівняння (1.4) і (1.5) називаються основними рівняннями статички. Ліва частина рівняння (1.4) – це вертикальний градієнт тиску. Отже, з фізичної точки зору основне рівняння статички атмосфери характеризує рівновагу двох сил, діючих на частку у стані спокою: сили ваги та сили вертикального градієнта тиску.

Основне рівняння статички атмосфери дозволяє зробити деякі висновки.

1. Нехай висота збільшується, тобто $dz > 0$. Оскільки права частина рівняння (1.4) додатна, то воно має сенс тільки тоді, коли $dp < 0$. Отже, збільшення висоти ($dz > 0$) завжди відповідає зменшенню атмосферного тиску ($dp < 0$). Це означає, що атмосферний тиск зменшується з висотою. Запроваджена закономірність з великою точністю здійснюється також у випадку руху атмосфери.

2. Виділимо в атмосфері вертикальний стовп повітря з перерізом 1 м^2 , що простягається від висоти z до верхньої границі атмосфери z_a . Вага елементарного об'єму повітря висотою dz дорівнює

$$dQ = g \rho dz . \quad (1.6)$$

Для того, щоб отримати вагу всього стовпа повітря Q треба, очевидно, проінтегрувати рівняння (1.6) по змінній z від даного рівня z до верхньої границі атмосфери z_a .

$$Q = \int_z^{z_a} \rho g dz . \quad (1.7)$$

На рівні z атмосферний тиск дорівнює p , а на верхній границі $z = z_a$, атмосферний тиск $p = 0$. Виконаємо інтегрування основного рівняння статки (2.5) у зазначених границях

$$\int_p^0 -dp = \int_z^{z_a} \rho g dz . \quad (1.8)$$

Будемо мати

$$p = \int_z^{z_a} \rho g dz . \quad (1.9)$$

Порівнювання формул (1.7) і (1.9) дає можливість сформулювати ще одне визначення атмосферного тиску. Атмосферний тиск на кожному рівні дорівнює вазі стовпа повітря одиничного поперечного перерізу і висотою від цього рівня до верхньої границі атмосфери.

3. Густина атмосфери також залежить від висоти. Із основного рівняння статки атмосфери видно, що при одному і тому ж значенні dz атмосферний тиск зменшується тим більше, чим більше густина атмосфери. При збільшенні висоти густина повітря, як правило, зменшується. Тому, чим вище розташовується рівень, тим повільніше зменшується тиск при підйомі на одну й ту ж висоту dz .

4. Запровадимо у правій частині рівняння (2.1.4) рівняння стану атмосфери. Будемо мати

$$\frac{dp}{dz} = \frac{-g\rho}{R_c T} . \quad (1.10)$$

Візьмемо дві точки A і B на одній ізобаричній поверхні ($p_A = p_B$). Нехай $T_A > T_B$. Тоді

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_A < \left(\frac{dp}{dz}\right)_B,$$

тобто в точці A атмосферний тиск зменшується з висотою повільніше, ніж в точці B . Отже, приходимо до висновку: при збільшенні висоти на одне й те ж значення відносно деякої ізобаричної поверхні в холодній повітряній масі атмосферний тиск зменшується на більшу величину, ніж у теплій. Швидкість падіння тиску повітря з висотою можна характеризувати баричною ступінню h . Баричний ступінь – це висота, на яку потрібно піднятися з вихідного рівня щоб тиск зменшився на 1 гПа. Розмірність баричного ступеня м/гПа. За означенням

$$h = -\frac{dz}{dp}, \quad (1.11)$$

враховуючи основне рівняння статички, маємо

$$h = \frac{1}{g\rho}, \quad (1.12)$$

Таким чином, якщо вважати прискорення вільного падіння незмінним, баричний ступінь залежить тільки від густини повітря. Чим менша густина, тим більший баричний ступінь, і навпаки. Від густини повітря за допомогою рівняння стану можна перейти до залежності баричного ступеня від температури. Вона має вигляд

$$h = \frac{R_c T}{pg}, \quad (1.13)$$

$$h = \frac{H_0}{p}(1 + \alpha t), \quad (1.14)$$

де t – температура повітря за шкалою Цельсія, а

$$H_0 = \frac{273R_c}{g} \approx 8000 \text{ м.}$$

Фізичний смисл цього параметру буде розглядатися пізніше. Формула (1.14) свідчить про те, що при незмінному P в теплій повітряній масі баричний ступінь більший, ніж у холодній.

Основне рівняння статички атмосфери є основою для побудови моделей розподілу тиску повітря в атмосфері, які використовуються у тих чи інших задачах фізики атмосфери. Ці моделі називаються барометричними формулами або інтегралом основного рівняння статички атмосфери. У залежності від умов, які накладаються на температуру або густину повітря, отримуються ті чи інші особливості розподілу атмосферного тиску з висотою. Основне рівняння статички дає можливість виявити також закономірності розподілу в атмосфері густини повітря.

2 Змінювання густини повітря з висотою

Розглянемо рівняння стану атмосфери. Прологарифмуємо й продиференціюємо його по висоті. Будемо мати

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} = \frac{1}{p} \frac{dp}{dz} - \frac{1}{T} \frac{dT}{dz}. \quad (2.1)$$

Замість $-\frac{dT}{dz} = \gamma$ підставимо його значення з основного рівняння статички (1.4), а замість P – його значення з рівняння стану. Після простих перетворень прийдемо до рівняння

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} = \frac{1}{T} \left(-\frac{dT}{dz} - \frac{g}{R_c} \right). \quad (2.2)$$

У рівнянні (2.2) $-\frac{dT}{dz} = \gamma$ – вертикальний градієнт температури повітря який характеризує швидкість падіння температури з висотою. Відношення g/R_c мав розмірність К/м, тобто таку ж, як і розмірність вертикального градієнта температури. Цю величину позначають через

$$\gamma_A = \frac{g}{R_c} = 3,42 \text{ K}/100\text{м}$$

і називають градієнтом автоконвекції.

Отже,

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} = \frac{1}{T} (\gamma - \gamma_A). \quad (2.3)$$

Формула (2.3) має сенс при будь-якому розподілі температури з висотою; у більшості випадків в атмосфері температура повітря з висотою зменшується, тобто $\gamma > 0$. На основі цієї формули можна прийти до висновків відносно змінювання густини повітря в атмосфері.

1. В атмосфері найбільш часто $\gamma < \gamma_A$. Тому, як свідчить формула (2.3) абсолютно переважають випадки, коли густина повітря зменшується з висотою.

2. Якщо $\gamma = \gamma_A$, то очевидно,

$$\frac{d\rho}{dz} = 0, \quad \rho = \rho_0 = \text{const}. \quad (2.4)$$

Атмосфера, у якій густина повітря не змінюється з висотою, називається однорідною атмосферою.

3. Влітку у денні часи у приземному шарі атмосфери спостерігаються

випадки, коли виникають дуже великі вертикальні градієнти температури, такі, що навіть $\gamma > \gamma_A$. Тоді, як показує, формула (2.3), $\frac{d\rho}{dz} > 0$, тобто густина повітря збільшується з висотою.

3 Барометричні формули

3.1 Барометрична формула однорідної атмосфери

Для однорідної атмосфери, як було показано вище, $\rho = \rho_0 = const$. Проінтегруємо при цих умовах основне рівняння статички (1.4) по висоті від 0 до z і по тиску від p_0 до p , де p_0 – атмосферний тиск на рівні $z = 0$. Будемо мати барометричну формулу однорідної атмосфери

$$p = p_0 - \rho_0 g z. \quad (3.1)$$

Формула (3.1) свідчить про те, що в однорідній атмосфері тиск повітря зменшується з висотою за лінійним законом.

Знайдемо висоту верхньої границі однорідної атмосфери, очевидно, це та висота H , на якій атмосферний тиск дорівнює нулю ($p = 0$). За цих умов формула (3.1) дає:

$$H = \frac{p_0}{g \rho_0}. \quad (3.2)$$

Якщо до формули (3.2) застосувати рівняння стану атмосфери у формі

$$p_0 = \rho_0 R_c T_0, \quad (3.3)$$

то прийдемо до рівності

$$H = \frac{R_c T_0}{g} = \frac{273 R_c}{g} (1 + \alpha t_0). \quad (3.4)$$

Знайдемо висоту однорідної атмосфери при $t_0 = 0$ °C. Очевидно,

$$H_0 = \frac{287 \cdot 273}{9,81} = 7990 \text{ м} \approx 8000 \text{ м}$$

(ця величина міститься у формулі (1.4)).

Розглянемо питання про те, як змінюється з висотою температура в однорідній атмосфері. Як вже зазначалося, в однорідній атмосфері вертикальний градієнт температури дорівнює

$$\gamma_A = 3,42 \frac{\text{К}}{100 \text{ м}}. \quad (3.5)$$

Тобто, $-\frac{dT}{dz} = \gamma_A$.

Проінтегруємо рівняння (3.5) по змінній T від T_0 до T , а по змінній z від 0 до z . Будемо мати

$$T = T_0 - \gamma_A \cdot z. \quad (3.6)$$

Таким чином, в однорідній атмосфері температура повітря повинна змінюватись з висотою за лінійним законом. Зменшення температури відбувається на 3,42 °C на кожні 100 м висоти.

3.2 Барометрична формула ізотермічної атмосфери

Ізотермічною називається атмосфера, у якій температура з висотою не змінюється ($T = T_0 = const$). За такої умови основне рівняння статички може бути записано:

$$-\frac{dp}{dz} = \frac{gp}{R_c T_0}. \quad (3.7)$$

Розділимо змінні у рівнянні (3.7) і проінтегруємо його по змінній z від 0 до z , а по змінній p від p_0 до p

$$\int_{p_0}^p \frac{dp}{p} = -\int_0^z \frac{g}{R_c T_0} dz.$$

Результат інтегрування має вигляд

$$\ln p - \ln p_0 = -\frac{g}{R_c T_0} z \quad (3.8)$$

або

$$p = p_0 \cdot e^{-\frac{g}{R_c T_0} z}. \quad (3.9)$$

Отже, формула (3.9) і є барометричною формулою ізотермічної атмосфери. Вона показує, що в такій атмосфері тиск повітря зменшується з висотою за експонентою. Швидкість падіння тиску залежить від температури: вона збільшується при зменшенні температури повітря і навпаки. Із формули (1.3) впливає ще одна цікава властивість ізотермічної атмосфери. Вона яскраво ілюструється на рис. 3.1 і полягає у тому, що атмосферний тиск на одну й ту ж одиницю висоти зменшується на тим меншу величину, чим більша висота над земною поверхнею (чим меншим виявляється атмосферний тиск).

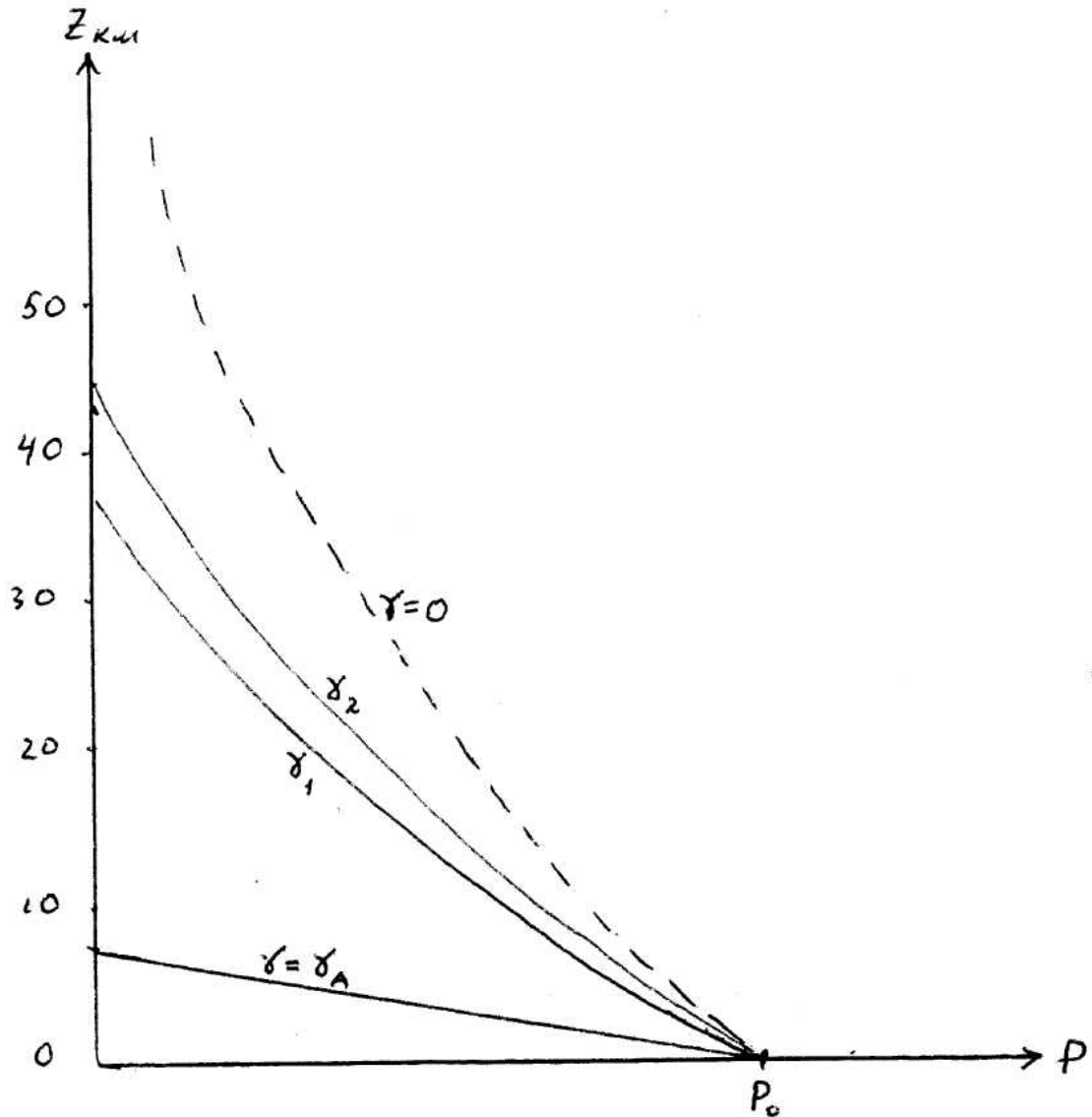


Рис. 3.1 – Розподіл тиску повітря по висоті в однорідній ($\gamma = \gamma_A$), політропній (γ_1, γ_2) та ізотермічній ($\gamma = 0$) атмосферах

Як свідчить формула (1.3) висота ізотермічної атмосфери дорівнює нескінченності, тобто $p \rightarrow 0$ при $z \rightarrow \infty$.

Розглянемо тепер, як змінюється з висотою густина повітря. Для цього в рівнянні (3.9) застосуємо рівняння стану атмосфери. Після нескладних перетворень отримаємо

$$\rho = \rho_0 \cdot e^{-\frac{gz}{R_c T_0}}. \quad (3.10)$$

Отже, в ізотермічній атмосфері густина атмосфери, як і атмосферний тиск, змінюється з висотою теж за експоненціальним законом.

3.3 Барометрична формула політропної атмосфери

Політропною називають атмосферу, яка характеризується лінійним законом зміни температури з висотою

$$T = T_0 - \gamma z, \quad (3.11)$$

(вертикальний градієнт температури $\gamma = \text{const}$). Підставимо рівність (3.11) до основного рівняння статки атмосфери і виконаємо інтегрування від p_0 до p по змінній p і від 0 до z по змінній z . Будемо мати

$$\ln p - \ln p_0 = -\frac{g}{R_c} \int_0^z \frac{dz}{T_0 - \gamma z}. \quad (3.12)$$

Помножимо і розділимо праву частину рівності (3.12) на γ . Тоді прийдемо до табличного інтегралу в правій частині (3.12), тобто

$$\ln p - \ln p_0 = \frac{g}{R_c \gamma} \int_0^z \frac{d(T_0 - \gamma z)}{T_0 - \gamma z}. \quad (3.13)$$

Після взяття інтегралу і потенціювання отриманої рівності прийдемо до закону зміни тиску повітря у політропній атмосфері в формі

$$p = p_0 \left(\frac{T_0 - \gamma z}{T_0} \right)^{\frac{g}{R_c \gamma}}. \quad (3.14)$$

Як видно, швидкість зменшення тиску з висотою залежить від вертикального градієнта температури γ . Тиск при більших значеннях модуля γ зменшується з висотою з більшою швидкістю, ніж при його менших значеннях. Залежність тиску від γ у політропній атмосфері ($\gamma_1 > \gamma_2$) зображена на рис. 3.1. На ньому також показана зміна тиску з висотою в однорідній, та ізотермічній атмосферах.

Формула (3.14) дає змогу знайти висоту політропної атмосфери H_γ . Очевидно, це та висота, де атмосферний тиск дорівнює нулю. При цій умові

$$H_\gamma = \frac{T_0}{\gamma}. \quad (3.15)$$

Висота політропної атмосфери залежить від T_0 і γ . Наприклад, при $T_0 = 273 \text{ К}$ і $\gamma = 0,007 \text{ Км}^{-1}$ вона дорівнює 43 км. Якщо до формули (3.14) застосувати рівняння статки атмосфери, то отримаємо закон зміни густини повітря у політропній атмосфері

$$\rho = \rho_0 \left(\frac{T_0 - \gamma z}{T_0} \right)^{\frac{g}{R_c \gamma} - 1}. \quad (3.16)$$

Можна показати, що барометрична формула ізотермічної атмосфери є частинний випадок барометричної формули політропної атмосфери при $\gamma = 0$ (тобто при $T = T_0 = \text{const}$). Дійсно, формулу (3.14) можна переписати у вигляді

$$\frac{p}{p_0} = \left(1 - \frac{1}{\frac{T_0}{\gamma z}} \right)^{\frac{g}{R_c \gamma}}. \quad (3.17)$$

Показник степеня помножимо і розділимо на $(T_0 \cdot z)$, позначимо $-T_0/\gamma z = x$ і перейдемо до границі отриманої рівності при $\gamma \rightarrow 0$ (тобто при $x \rightarrow \infty$). Будемо мати з урахуванням відомих теорем відносно границь функцій

$$\frac{p}{p_0} = \left[\lim_{x \rightarrow \infty} \left(1 + \frac{1}{x} \right)^x \right]^{-\frac{gz}{R_c T_0}} = e^{-\frac{gz}{R_c T_0}}, \quad (3.18)$$

тобто барометричну формулу (3.9). Покажемо також, що й барометрична формула однорідної атмосфери є частинний випадок барометричної формули політропної атмосфери. Дійсно, з формули (3.16) випливає що $\rho = \rho_0$, тільки тоді, коли показник степеня дорівнює нулю, тобто

$$\frac{g}{R_c \gamma} - 1 = 0, \quad (3.18')$$

звідки

$$\gamma = \frac{g}{R_c} = \gamma_A. \quad (3.19)$$

Крім того, визначення однорідної атмосфери дає умову

$$\frac{\rho}{\rho_0} = 1,$$

що зводиться при застосуванні рівняння стану до співвідношення

$$\frac{p}{p_0} = \frac{T}{T_0}. \quad (3.20)$$

Але ми маємо справу з політропною атмосферою, де $\gamma = \gamma_A = const$, а температура з висотою змінюється за формулою

$$T = T_0 - \gamma_A z. \quad (3.21)$$

Таким чином, приходимо до формули

$$p = p_0 - \frac{p_0 \gamma_A z}{T_0} = p_0 - \rho_0 g z,$$

яка повністю збігається з барометричною формулою однорідної атмосфери (3.1).

3.4 Барометричні формули реальної атмосфери

Розглянуті моделі розподілу тиску повітря в атмосфері по вертикалі характеризують умовні атмосфери, яких у природі не існує. Умови, що були покладені в основу моделей, зустрічаються тільки в деяких випадках в обмежених шарах атмосфери. Так, умови однорідної атмосфери ($\rho = const$) можуть зустрічатися влітку в денні часи в деякій частині приземного шару атмосфери. Шари ізотермії можна зустріти в атмосфері на різних висотах. Реальну атмосферу можна розглядати як атмосферу, що складається з шарів політропних атмосфер. Однак отримані вище закономірності використовуються при розв'язанні важливих задач фізики атмосфери.

Розглянемо тепер реальну атмосферу, тобто атмосферу, температура якої довільно змінюється з висотою. Така атмосфера утримує й водяну пару ($T = T_V$). Будемо також мати на увазі, що прискорення вільного падіння залежить від широти і висоти. Проінтегруємо основне рівняння статички в межах по змінній P від P_i до P_j , які спостерігаються на висотах z_i й z_j , відповідно. Будемо мати

$$\ln \frac{p_j}{p_i} = -\frac{1}{R_c} \int_{z_i}^{z_j} \frac{g(\varphi, z)}{T_V(z)} dz \quad (3.22)$$

Враховуючи перелічені вище умови, маємо

$$\ln \frac{p_j}{p_i} = -\frac{1}{R_c} \int_{z_i}^{z_j} \frac{g_0(1 - a_1 \cos 2\varphi)(1 - a_2 z) dz}{273(1 + \alpha t)(1 + 0,608s)} \quad (3.23)$$

або

$$\ln \frac{p_j}{p_i} = -\frac{g_0(1 - a_1 \cos 2\varphi)}{273R_c} \int_{z_i}^{z_j} \frac{(1 - a_2 z) dz}{(1 + \alpha t)(1 + 0,608s)}. \quad (3.24)$$

Будемо вважати, що товщина шару $z_j - z_i$ – не дуже велика і застосуємо до правої частини рівності (3.24) відому теорему про середнє. Будемо мати

$$\ln \frac{p_j}{p_i} = -\frac{g_0(1 - a_1 \cos 2\varphi)(1 - a_2 \bar{z})(z_j - z_i)}{273R_c(1 + \alpha \bar{t})(1 + 0,608\bar{s})}, \quad (3.25)$$

де $\bar{t} = \frac{t_j + t_i}{2}$; $\bar{s} = \frac{s_j + s_i}{2}$ – середні значення температури повітря і масової частки водяної пари на середині шару

$$\bar{z} = \frac{z_i + z_j}{2}.$$

Якщо тепер перейти від натурального логарифму до десяткового і розв'язати рівняння (3.25) відносно $z_j - z_i$ то будемо мати

$$z_j - z_i = -18400 \frac{(1 + \alpha \bar{t})(1 + 0,608\bar{s})}{(1 - a_1 \cos 2\varphi)(1 - a_2 \bar{z})} \lg \frac{p_j}{p_i}. \quad (3.26)$$

Другі члени у дужках, що розташовані в знаменнику рівняння (3.26), малі, так що їх квадратами можна знехтувати. Тому, якщо помножити чисельник і знаменник правої частини на $(1 + a_1 \cos 2\varphi) \cdot (1 + a_2 \bar{z})$, прийдемо до остаточного виду барометричної формули реальної атмосфери

$$z_j - z_i = 18400(1 + \alpha \bar{t})(1 + 0,608\bar{s})(1 + a_1 \cos 2\varphi)(1 + a_2 \bar{z}) \lg \frac{p_i}{p_j}. \quad (3.27)$$

Формула (3.27) має назву формули Лапласа. У такому повному виді формула Лапласа використовується дуже рідко, наприклад при барометричному нівелюванні. В інших метеорологічних задачах така точність, яку дає повна барометрична формула, не потрібна. До того ж, точність вимірювання температури, тиску, вологості повітря, яка необхідна для виконання розрахунків по формулі (3.27), виявляється меншою, ніж ті уточнення, що дає формула Лапласа. Тому проводиться спрощення цієї формули. Воно полягає у тому, що вважають повітря сухим ($s = 0$), а прискорення вільного падіння – незалежним від широти і висоти. Тоді замість формули (3.22) маємо:

$$\ln \frac{p_j}{p_i} = -\frac{g}{R_c} \int_{z_i}^{z_j} \frac{dz}{T(z)}. \quad (3.28)$$

Після застосування теореми про середнє приходимо до барометричної формули реальної атмосфери у вигляді

$$p_j = p_i e^{-\frac{g(z_j - z_i)}{R_c \bar{T}}}, \quad (3.29)$$

де \bar{T} – середня температура повітря у шарі $z_j - z_i$.

Якщо треба урахувати вплив вологості повітря, то замість середньої температури необхідно в формулі (3.29) використати середню віртуальну температуру T_V . Барометрична формула (3.29) знаходить застосування в задачах інтерполяції та екстраполяції тиску повітря у шарі кінцевої товщини $z_j - z_i$ – при відомому вертикальному профілі температури повітря.

3.5 Барометрична формула верхньої атмосфери

За одним із принципів поділу атмосфери – впливу атмосфери на динаміку апаратів (літаків, балістичних ракет, штучних супутників Землі) – вона розділяється на два шари: густі шари атмосфери та навколоземний космічний простір. Границя між цими шарами розташовується на висоті 150 км.

Атмосфера і на великих висотах чинить суттєвий вплив на рух літальних апаратів при їх тривалому перебуванні на орбіті. Він полягає у тому, що під впливом сили аеродинамічного опору зменшується орбітальна швидкість апарата і, внаслідок цього, параметри його орбіти. Якщо досить тривалий час вимірювати орбітальні параметри, то можна знайти густину атмосфери на висоті перигею орбіти супутника. За допомогою рівняння стану від густини атмосфери переходять до тиску і температури. Але рівняння стану атмосфери, яке було розглянуто вище, непридатне для цього. Йдеться про те, що воно було отримане при умові, що молекулярний склад і, як наслідок, молекулярна маса повітря - незмінні. Це відбувається в густих шарах атмосфери. У верхніх шарах атмосфери змінюється з висотою не тільки температура, але і молекулярна маса. Прискорення вільного падіння приймати за незмінну величину на таких висотах також неможливо. У такому випадку, рівняння стану треба, як це було зроблено раніше, записати через універсальну газову сталу R^* та відносну молекулярну масу повітря μ , тобто

$$p = \frac{R^*T}{\mu} \rho. \quad (3.30)$$

Отже, основне рівняння статки атмосфери за цих умов приймає вигляд

$$-\frac{dp}{p} = \frac{\mu g}{R^*T} dz. \quad (3.31)$$

Легко переконатися у тому, що множник, що розташовується перед диференціалом висоти, має розмірність m^{-1} , тобто висоти. Тому він позначається через H і називається вертикальним масштабом атмосфери. Вертикальний масштаб атмосфери, очевидно, об'єднує три змінні величини T, μ, g .

Враховуючи це, маємо

$$H = \frac{R^*T}{\mu g} \quad (3.32)$$

і

$$-\frac{dp}{p} = \frac{dz}{H}. \quad (3.33)$$

Фізичний сенс вертикального масштабу атмосфери полягає у тому, що H – це товщина такої однорідної атмосфери, у якої тиск і густина на її нижній границі дорівнюють тиску і густині на тому рівні реальної атмосфери, на якому зазначені параметри атмосфери (T, μ, g) дають значення H .

За допомогою параметра H можна записати рівняння стану. Дійсно, якщо помножити і розділити праву частину формули (3.30) на g , то прийдемо до рівняння

$$p = \frac{R^*T}{\mu g} \rho g = H \rho g. \quad (3.34)$$

Після використання вертикального масштабу атмосфери відпадає необхідність окремого урахування зміни з висотою параметрів T, μ, g . Як свідчить формула (3.33), зміна атмосферного тиску обумовлюється розподілом по висоті тільки вертикального масштабу атмосфери H .

У загальному випадку функція, що описує зміну H з висотою, досить складна. Але в деяких шарах верхньої атмосфери можна приймати H за величину незмінну ($H = const$). У такому разі інтегрування основного рівняння статки (3.33) від висоти z_π , де тиск p_π , до висоти z з тиском p дає

$$p(z) = p_\pi \exp\left(-\frac{z - z_\pi}{H}\right), \quad (3.35)$$

де z_{π} – нижня границя шару (висота перигею штучного супутника Землі, якщо мова йде про визначення параметрів атмосфери по параметрах його орбіти). Для цього рівня

$$p_{\pi} = g_{\pi} \rho_{\pi} H. \quad (3.36)$$

Якщо тепер об'єднати рівняння (3.34-3.36), то нескладні перетворення дають формулу для густини атмосфери

$$\rho(z) = \rho_{\pi} \frac{g_{\pi}}{g} \exp\left(-\frac{z - z_{\pi}}{H}\right), \quad (3.37)$$

у якій можна знехтувати зміненням g з висотою, прийнявши

$$\frac{g_{\pi}}{g} \approx 1.$$

3.6 Барометрична формула геопотенціалу

Геопотенціалом Φ^* деякого рівня називається робота, необхідна для того, щоб підняти у полі сили ваги одиницю маси від вихідного до цього рівня. За вихідний рівень часто приймають рівень моря. Позначимо через $d\Phi^*$ приріст роботи при підніманні одиничної маси ($m = 1$ кг) на висоту dz від деякого рівня. Очевидно,

$$d\Phi^* = g \cdot dz. \quad (3.38)$$

Будемо вважати, що вихідний рівень – це рівень моря. Тоді

$$\Phi^* = \int_0^z g dz. \quad (3.39)$$

Геопотенціал має розмірність $m^2 \cdot c^{-2}$.

В практиці синоптичного аналізу атмосферних процесів використовуються карти баричної топографії – карти геопотенціальних висот стандартних ізобаричних поверхонь. Геопотенціальною висотою називають відношення геопотенціалу Φ^* до стандартного прискорення вільного падіння g_0

$$\Phi = \frac{\Phi^*}{g_0} = \frac{1}{g_0} \int_0^z g dz. \quad (3.40)$$

Очевидно,

$$d\Phi = \frac{g}{g_0} dz. \quad (3.41)$$

Геопотенціальна висота має розмірність довжини. її одиницею є геопотенціальний метр (гп.м). Оскільки g і g_0 мають близькі значення, геопотенціальні висоти незначно відрізняються від звичайних висот.

Із основного рівняння статички атмосфери знайдемо dz , підставимо до рівняння (3.41) і проінтегруємо його по змінній p від p_0 до p й по змінній Φ від 0 до Φ . Отримаємо барометричну формулу геопотенціалу у вигляді:

$$p = p_0 \cdot e^{-\frac{g_0 \Phi}{R_c \bar{T}_V}}. \quad (3.42)$$

Як видно, до формули (3.42) не входить змінне по висоті прискорення вільного падіння g . Тому не треба робити відносно нього будь яких припущень.

Існують поняття абсолютної й відносної висоти ізобаричних поверхонь. По суті діла формула (3.42) утримує абсолютну висоту Φ_p ізобаричної поверхні p відносно рівня моря ($\Phi = 0$), на якому атмосферний тиск дорівнює p_0 . З формули (3.42) виходить,

$$\Phi_p = \frac{R_c \bar{T}_V}{g_0} \ln \frac{p_0}{p} \quad (3.43)$$

або

$$\Phi_p = 67,4 \cdot \bar{T}_V \ln \frac{p_0}{p}. \quad (3.44)$$

Отже, абсолютна висота ізобаричної поверхні p залежить від атмосферного тиску p_0 на рівні моря і середньої віртуальної температури шару атмосфери від нульового рівня до ізобаричної поверхні.

Можна розрахувати абсолютні висоти ізобаричної поверхні для всіх пунктів деякої території, в яких проводиться аерологічне зондування атмосфери, і побудувати відповідну географічну карту, де містилися б значення цих висот. На карті через 40 гп.м проводять лінії рівних висот ізобаричної поверхні p , які називаються ізогіпсами. Такі карти носять назву карт абсолютної топографії (АТ). Для того, щоб отримати відносну висоту ізобаричної поверхні, тобто висоту поверхні p_j відносно другої ізобаричної поверхні p_i , треба виконати інтегрування основного рівняння статички атмосфери для геопотенціалу

$$dp = \rho g d\Phi \quad (3.45)$$

в межах від p_i до p_j по змінній p і від Φ_i до Φ_j по змінній Φ .

Позначивши $\Phi_i - \Phi_j = \Phi_{p_i}^{p_j}$, будемо мати

$$\Phi_{p_i}^{p_j} = 67,4 \cdot \bar{T}_V \lg \frac{p_i}{p_j}. \quad (3.46)$$

Ліва частина рівняння (3.46) має сенс висоти ізобаричної поверхні p_j над ізобаричною поверхнею p_i . Оскільки p_i та p_j – величини відомі, відносна висота ізобаричної поверхні залежить тільки від середньої температури шару повітря між позначеними ізобаричними поверхнями. З цієї точки зору, карти відносної топографії (ВТ) еквівалентні картам середньої температури шару, а ізогіпси, що проводяться на таких картах, мають смисл ізотерм. Знайдемо, наприклад, Φ_{1000}^{500} , тобто висоту ізобаричної поверхні $p_j = 500$ гПа відносно ізобаричної поверхні $p_i = 1000$ гПа. Такі карти широко використовуються у практиці аналізу і прогнозу погоди. Оскільки

$$\lg \frac{1000}{500} = \lg 2 = 0,3010,$$

$$\Phi_{1000}^{500} \approx 20 \cdot \bar{T}_V.$$

Як і на картах абсолютних геопотенціальних висот, на картах відносної топографії ізогіпси проводять через 40 гп.м. Отже ізогіпси такої карти відносної топографії можна розглядати як ізотерми середньої температури, що проведені через 2 градуси.

ОСНОВИ ДИНАМІКИ АТМОСФЕРИ

1. Рівняння руху турбулентної атмосфери

Розглянемо одиничний об'єм повітря, що рухається відносно земної поверхні з швидкістю \vec{c} . Маса такого об'єму, очевидно, дорівнює ρ . Як було показано вище, на об'єм повітря одиничної маси діють такі сили: сила баричного градієнта

$$\vec{G} = \begin{pmatrix} G_x \\ G_y \\ G_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \\ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \\ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \end{pmatrix}, \quad (1.1)$$

сила Кориоліса

$$K = \begin{pmatrix} K_x \\ K_y \\ K_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2\omega v \sin \varphi \\ -2\omega u \sin \varphi \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (1.2)$$

сила тертя (молекулярного і турбулентного)

$$R_z = \begin{pmatrix} R_{zx} \\ R_{zy} \\ R_{zz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial z} (\nu + k) \frac{\partial u}{\partial z} \\ \frac{\partial}{\partial z} (\nu + k) \frac{\partial v}{\partial z} \\ \frac{\partial}{\partial z} (\nu + k) \frac{\partial w}{\partial z} \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

і сила ваги

$$g = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -g \end{pmatrix}. \quad (1.4)$$

Згідно з другим законом Ньютона для одиничної маси маємо

$$\frac{d\vec{c}}{dt} = \vec{G} + \vec{K} + \vec{R}_z + \vec{g}. \quad (1.5)$$

Якщо застосувати координати вектора швидкості вітру $\vec{G} = (u, \vartheta, w)$ то прискорення, що міститься у лівій частині рівняння руху (1.5), приймає вигляд:

$$\frac{d\vec{c}}{dt} = \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{du}{dt} \\ \frac{dv}{dt} \\ \frac{dw}{dt} \end{pmatrix}. \quad (1.6)$$

Отже, рівняння (1.5) в координатній формі можна записати таким чином:

$$\begin{pmatrix} \frac{du}{dt} \\ \frac{dv}{dt} \\ \frac{dw}{dt} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \\ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \\ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 2\omega v \sin \varphi \\ -2\omega u \sin \varphi \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial z}(v+k) \frac{\partial u}{\partial z} \\ \frac{\partial}{\partial z}(v+k) \frac{\partial v}{\partial z} \\ \frac{\partial}{\partial z}(v+k) \frac{\partial w}{\partial z} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -g \end{pmatrix}$$

або

$$\begin{pmatrix} \frac{du}{dt} \\ \frac{dv}{dt} \\ \frac{dw}{dt} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2\omega v \sin \varphi + \frac{\partial}{\partial z}(v+k) \frac{\partial u}{\partial z} \\ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - 2\omega u \sin \varphi + \frac{\partial}{\partial z}(v+k) \frac{\partial v}{\partial z} \\ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z}(v+k) \frac{\partial w}{\partial z} - g \end{pmatrix}. \quad (1.7)$$

Як відомо, у двох рівних векторів відповідні координати дорівнюють один одному. На цій підставі маємо

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2\omega v \sin \varphi + \frac{\partial}{\partial z}(v+k) \frac{\partial u}{\partial z}, \quad (1.8)$$

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - 2\omega u \sin \varphi + \frac{\partial}{\partial z}(v+k) \frac{\partial v}{\partial z}, \quad (1.9)$$

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z}(v+k) \frac{\partial w}{\partial z} - g. \quad (1.10)$$

Система рівняння (1.8)-(1.10) визначає особливості рухів турбулентної атмосфери і називається системою рівнянь руху турбулентної атмосфери. Зліва в рівняннях розташовуються проекції прискорення руху повітря, а члени правої частини характеризують сили, що їх обумовлюють. Оцінка показує, що у рівнянні (1.10) вертикальна складова прискорення і другий член правої частини, який характеризує вплив вертикальної складової сили тертя, малі порівняно з вертикальними складовими сили баричного градієнта та сили ваги. Тому часто припускають, що $\frac{dw}{dt} = 0$ і $\frac{\partial}{\partial z}(v+k)\frac{\partial w}{z} = 0$. У такому випадку система рівнянь динаміки турбулентної атмосфери має форму

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2\omega v \sin \varphi + \frac{\partial}{\partial z}(v+k) \frac{\partial u}{\partial z}, \quad (1.11)$$

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - 2\omega u \sin \varphi + \frac{\partial}{\partial z}(v+k) \frac{\partial v}{\partial z}, \quad (1.12)$$

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = g. \quad (1.13)$$

Отже, рівняння руху (1.10) перетворюється в основне рівняння статички атмосфери. Умови, що приводять до такого результату, називають умовами квазістатичності. Вони підтверджують той факт, що основне рівняння статички з достатньою точністю виконується і в атмосфері, яка рухається.

Треба мати на увазі, що величини u і v – це компоненти середньої швидкості вітру. Похідні, що містяться в лівих частинах рівнянь (1.11) і (1.12), мають сенс проекцій на відповідні осі координат прискорення індивідуальних об'ємів повітря, що рухаються в атмосфері. Тому їх називають індивідуальними похідними. Якщо ці похідні виразити через частинні похідні, то будемо мати:

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z}, \quad (1.14)$$

$$\frac{dv}{dt} = \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z}. \quad (1.15)$$

Підставимо формули (1.14) і (1.15) в систему рівнянь динаміки (1.11), (1.12), тоді систему динаміки можна записати так:

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2\omega \mathcal{G} \sin \varphi + \frac{\partial}{\partial z}(\nu + k) \frac{\partial u}{\partial z} - \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + \mathcal{G} \frac{\partial u}{\partial y} \right) - w \frac{\partial u}{\partial z}, \quad (1.16)$$

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - 2\omega u \sin \varphi + \frac{\partial}{\partial z}(\nu + k) \frac{\partial v}{\partial z} - \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + \nu \frac{\partial v}{\partial y} \right) - w \frac{\partial v}{\partial z}, \quad (1.17)$$

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = g. \quad (1.18)$$

Ліві частини у перших двох рівняннях характеризують зміни складових швидкості вітру в фіксованій точці простору, а передостанні члени їх правих частин виявляються складовими інерційних сил, які виникають, коли частки рухаються по криволінійним траєкторіям.

2 Рівняння нерозривності

Можна вважати, що повітря – це суцільне середовище. Підставою для цього є той факт, що навіть у дуже малому об'ємі атмосфери міститься дуже велика кількість молекул. Для суцільних середовищ виконується рівняння нерозривності (суцільності).

Розглянемо деякий об'єм повітря у формі паралелепіпеда з ребрами dx , dy , і dz (рис. 2.1). Нехай проекції швидкості вітру на початку координат дорівнюють u, ν, w . Тоді через грань OABC витікає за одиницю часу маса повітря $\rho \nu \cdot dx \cdot dz$. Нехай на відстані dy від початку координат проекція швидкості на вісь y , тобто меридіональна складова, дорівнює $\nu + d\nu$. У такому разі через грань A'B'C'O' буде за одиницю часу витікати маса повітря $(\nu + d\nu) dx dz$. Отже, приплив повітря до об'єму уздовж осі oy буде дорівнювати

$$\nu dx dz - (\nu + d\nu) dx dz = -d\nu dx dz. \quad (2.1)$$

Оскільки приріст проекції швидкості відбувається за рахунок зміни координат y , то

$$d\nu = \frac{d\nu}{dy} dy. \quad (2.2)$$

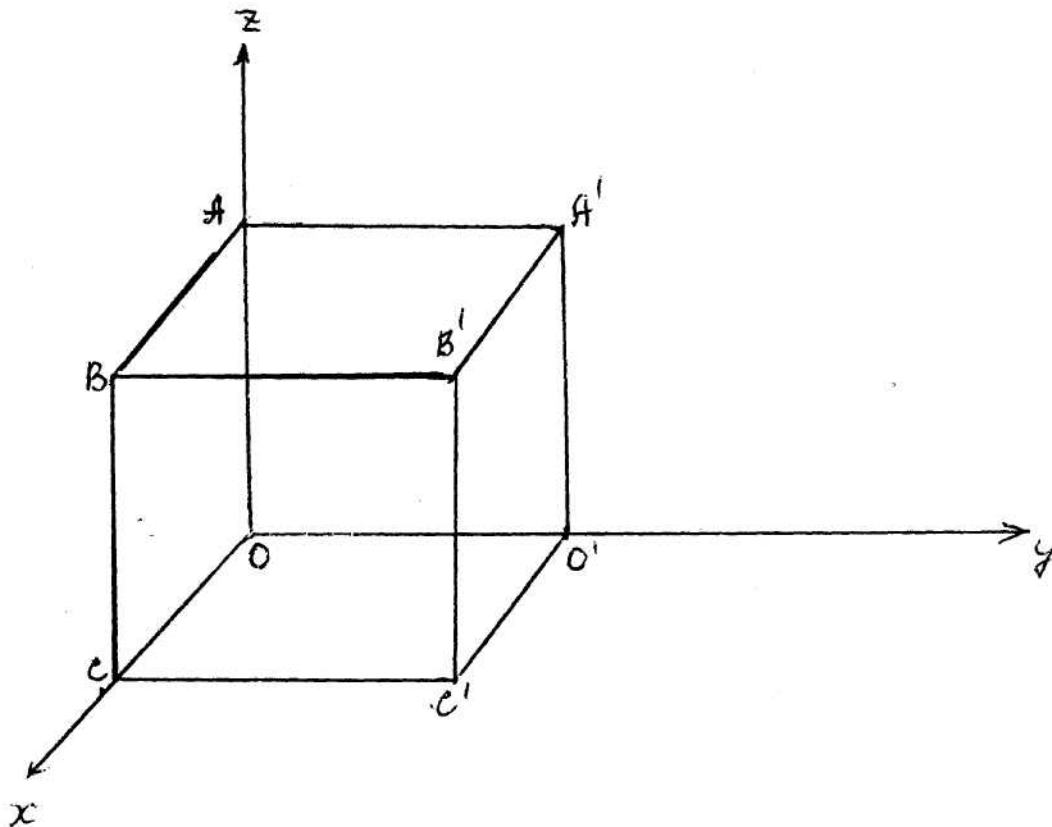


Рис. 2.1 – До рівняння нерозривності

Тоді приріст маси в об'ємі під впливом розглянутого ефекту дорівнює

$$-\rho \frac{dv}{dy} dx dy dz . \quad (2.3)$$

Міркуючи таким же чином, знайдемо, що приплив маси повітря до об'єму за рахунок рухів уздовж осей ox і oz відповідно дорівнює

$$-\rho \frac{du}{dx} dx dy dz , \quad (2.4)$$

$$-\rho \frac{dw}{dz} dx dy dz . \quad (2.5)$$

Отже, сумарний приплив маси повітря до об'єму буде

$$-\rho \left(\frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz} \right) dx dy dz . \quad (2.6)$$

За рахунок цього припливу відбудеться зміна густини повітря, що міститься в об'ємі. Оскільки частка рухається разом із потоком повітря,

зміна густини за одиницю часу характеризується індивідуальною похідною $\frac{d\rho}{dt}$. Тоді приріст маси в об'ємі дорівнює

$$\frac{d\rho}{dt} dx dy dz. \quad (2.7)$$

Якщо прирівняти величини (2.6) і (2.7), що описують одне і те ж явище, то прийдемо до рівняння

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0. \quad (2.8)$$

Величина, яка розташовується в дужках, є дивергенцією швидкості вітру

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = \text{div} \vec{c}. \quad (2.9)$$

Отже, за рахунок цього, рівняння (2.8) приймає вид

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \text{div} \vec{c} = 0. \quad (2.10)$$

Рівняння (2.8) та (2.10) і є рівнянням нерозривності. Якщо індивідуальну похідну виразити через локальну похідну, то будемо мати:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + v \frac{\partial \rho}{\partial y} + w \frac{\partial \rho}{\partial z} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} + \rho \frac{\partial v}{\partial y} + \rho \frac{\partial w}{\partial z} \quad (2.11)$$

або

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial u \rho}{\partial x} + \frac{\partial v \rho}{\partial y} + \frac{\partial w \rho}{\partial z} = 0. \quad (2.12)$$

Рівняння (2.12) – це третя форма рівняння нерозривності.

У деяких задачах можна вважати, що повітря є нестисливим середовищем ($\rho = \text{const}$). Тоді $\frac{d\rho}{dt} = 0$, і рівняння нерозривності приймає вид

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.13)$$

або

$$\text{div} \vec{c} = 0. \quad (2.14)$$

Здебільш нехтують тільки локальною похідною від густини. У такому разі, рівняння нерозривності приймає форму

$$\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0. \quad (2.16)$$

Рівняння нерозривності має сенс закону зберігання маси повітря.

3. Рухи вільної атмосфери

3.1 Геострофічний вітер

Частина атмосфери, яка розташовується вище граничного шару, називається вільною атмосферою. В ній вплив сили тертя порівняно з іншими діючими силами дуже малий і цією силою можна знехтувати. Отже у вільній атмосфері рухи повітря відбуваються під впливом сили баричного градієнта, сили Коріоліса та відцентрової сили, якщо повітря рухається по криволінійним траєкторіям. При прямолінійних ізобарах інерційна відцентрова сила відсутня. Будемо вважати, що поле атмосферного тиску на деякій висоті характеризується системою прямолінійних рівновіддалених ізобар (рис. 3.1). Усталений горизонтальний рух повітря у полі прямолінійних та рівновіддалених ізобар при відсутності сил тертя називається геострофічним вітром. Швидкість такого вітру називається швидкістю геострофічного вітру \vec{c}_g . На рис. 3.1 зображається процес устанавлення швидкості вітру у такому полі. Із нього виходить, що в момент часу, який назвемо нульовим, діє горизонтальна сила баричного градієнта, яка спричиняє рух повітря \vec{C}_0 у напрямку цієї сили в бік низького тиску. Як тільки виникає рух повітря, водночас починає діяти сила Коріоліса \vec{K}_0 , і повітря знаходиться вже під впливом рівнодіючої $\vec{G}_n + \vec{K}_0$. Остання тягне за собою рух повітря з швидкістю \vec{c}_1 , яка має той же напрямок що і рівнодіюча. Сила Коріоліса змінюється таким чином, щоб бути перпендикулярною до швидкості вітру \vec{c}_1 , і так далі. Врешті-решт, відбувається усталення процесу, коли, як показано на рис. 3.1, сила Коріоліса зрівноважує силу баричного градієнта і рух повітря відбувається паралельно ізобарам.

Міркування, що були наведені, дають підставу сформулювати баричний закон вітру. Швидкість геострофічного вітру за напрямком збігається з ізобарами так, що низький атмосферний тиск, якщо стати обличчям у напрямку вітру, розташовується ліворуч у північній півкулі і праворуч – у південній.

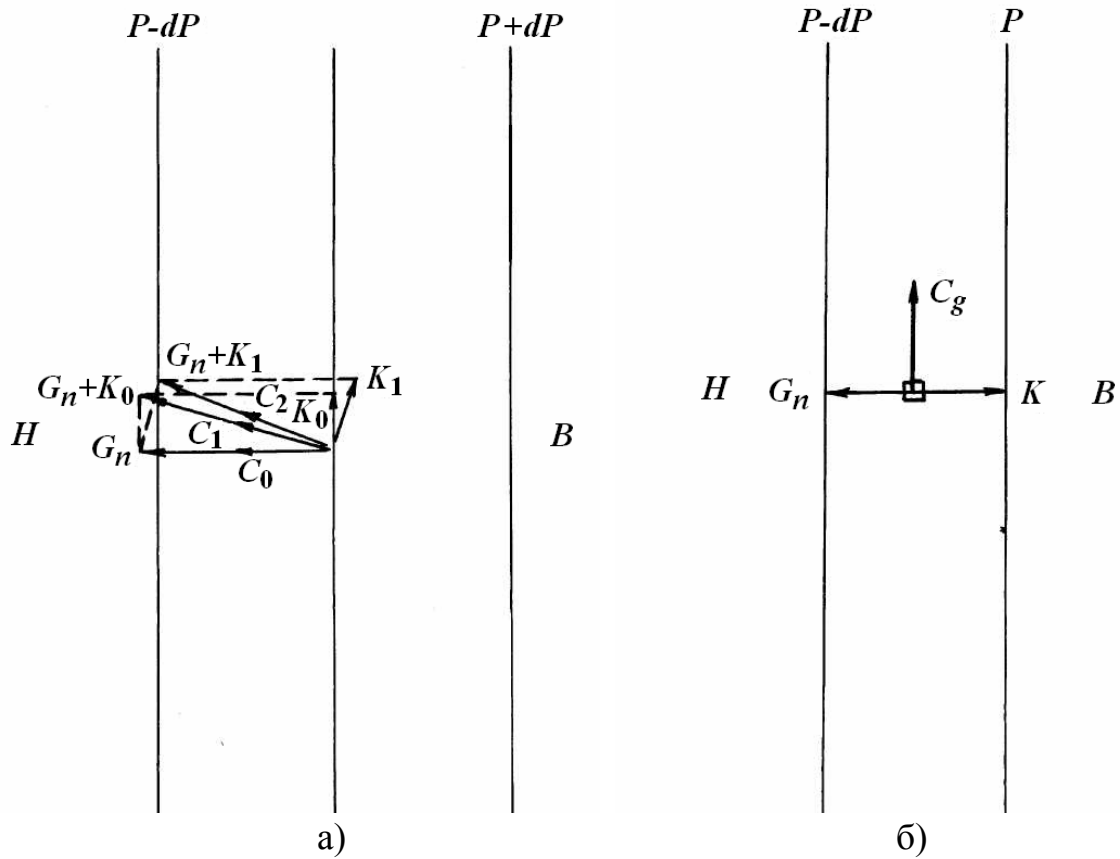


Рис. 3.1 – Установлення швидкості вітру в полі прямолінійних рівновіддалених ізобар (а), усталений рух (б)

Швидкість геострофічного вітру дорівнює

$$\vec{c}_g = u_g \vec{i} + v_g \vec{j}, \quad (3.1.1)$$

де u_g і v_g - зональна і меридіональна проекції геострофічного вітру, відповідно. Знайдемо проекції (модулі складових) геострофічного вітру шляхом застосування сформульованого вище визначення геострофічного вітру до перших двох рівнянь динаміки атмосфери (1.17) і (1.18). По-перше, умова усталення швидкості вітру тягне за собою умову $\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial t} = 0$. По-друге, умова відсутності сили тертя дає можливість відкинути треті члени правої частини рівнянь (1.17) і (1.18). По-третє, при рухах у полі рівновіддалених прямолінійних ізобар виявляються відсутніми четверті інерційні члени позначених рівнянь. Зрештою, оскільки геострофічний вітер це горизонтальний рух повітря, то член, що утримує вертикальну складову швидкості вітру також дорівнює нулю. При цих умовах $u = u_g$ і $v = v_g$. Ураховуючи всі перелічені умови в рівняннях (1.17) і (1.18), приходимо до таких рівнянь:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + v_g l = 0, \quad (3.1.2)$$

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - u_g l = 0, \quad (3.1.3)$$

де $l = 2\omega \sin \varphi = 2\omega_z$ - параметр Коріоліса, звідки

$$u_g = -\frac{1}{l\rho} \frac{\partial p}{\partial y}, \quad (3.1.4)$$

$$v_g = \frac{1}{l\rho} \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (3.1.5)$$

Очевидно

$$|\vec{c}_g| = c_g = \left(u_g^2 + v_g^2\right)^{1/2}. \quad (3.1.6)$$

Підставимо формули (3.1.4) і (3.1.5) до формули (3.1.6). Будемо мати:

$$c_g = \frac{1}{l\rho} \frac{\partial p}{\partial n}. \quad (3.1.7)$$

Отже, швидкість геострофічного вітру прямо пропорційна горизонтальному градієнту тиску і обернено пропорційна географічній широті (через параметр Коріоліса). Горизонтальний градієнт тиску залежить від густоти ізобар: він тим більший, чим менша відстань між двома сусідніми ізобарами. При одній і тій же густоті ізобар швидкість геострофічного вітру тим більша, чим менша широта. Як видно із формули (3.1.7), $c_g \rightarrow \infty$ при $\varphi \rightarrow 0$ ($l \rightarrow 0$), тобто в приєкваторіальній зоні геострофічний вітер не має смислу.

Геострофічний вітер визначався відносно поля ізобар. Але таке ж визначення легко сформулювати відносно ізогіпси, що проводяться на картах баричної топографії.

Геострофічний вітер прямо пропорційний горизонтальному градієнту геопотенціалу. Дійсно, за основним рівнянням статички атмосфери

$$-dp = \rho g dz, \quad (3.1.8)$$

а за основним рівнянням статички для геопотенціалу

$$-d\phi = \frac{g}{g_0} dz. \quad (3.1.9)$$

Порівняння цих формул дає

$$dp = \rho g_0 d\phi. \quad (3.1.10)$$

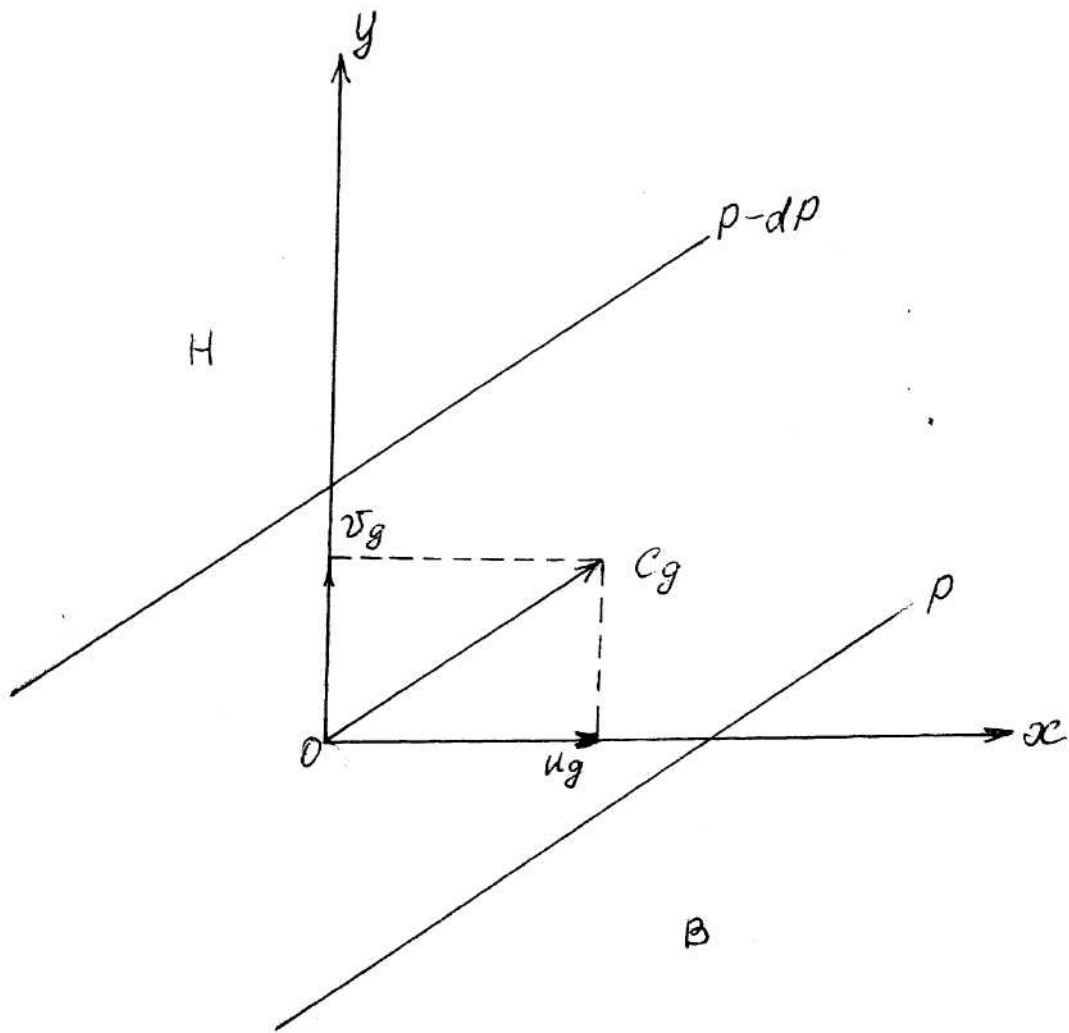


Рис. 3.2 – Складові геострофічного вітру

Запишемо повні диференціали через частинні

$$\frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial y} dy = \rho g_0 \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} dx + \frac{\partial \phi}{\partial y} dy \right). \quad (3.1.11)$$

Звідси

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \rho g_0 \frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad (3.1.12)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \rho g_0 \frac{\partial \phi}{\partial y}. \quad (3.1.13)$$

Якщо підставити отримані рівності до формул (3.1.4) і (3.1.5), то будемо мати

$$u_g = \frac{g_0}{f} \frac{\partial \phi}{\partial y}, \quad (3.1.14)$$

$$v_g = \frac{g_0}{l} \frac{\partial \phi}{\partial x}. \quad (3.1.15)$$

Очевидно,

$$c_g = \frac{g_0}{l} \frac{\partial \phi}{\partial n}. \quad (3.1.16)$$

Виникає питання, в якій мірі геострофічний вітер збігається з реальним. Взагалі кажучи, рухи в атмосфері не є усталеними і не точно горизонтальними, ізобари та ізогіпси не розташовуються у полі тиску чи геопотенціалу на однакових відстанях і не прямолінійні. Тому реальний вітер відрізняється від геострофічного. Отже, рівняння для геострофічного вітру – це лише певна модель рухів атмосфери вище граничного шару. Модель, для якої приймаються умови $u = u_g$; $v = v_g$; $w = 0$, носить назву квазігеострофічної моделі.

3.2 Змінювання геострофічного вітру з висотою. Термічний вітер.

Геострофічний вітер залежить, як було показано вище, від горизонтального градієнта тиску (геопотенціала). Останній змінюється з висотою, що приводить до змінювання геострофічного вітру. Визначимо причини, що приводять до зміни геострофічного вітру з висотою. Для цього застосуємо до рівнянь (3.1.4) і (3.1.5) рівняння стану і продиференціюємо їх по висоті. Будемо мати

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{u_g}{T} \right) = -\frac{R_c}{l} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{P} \frac{\partial p}{\partial y} \right), \quad (3.2.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{v_g}{T} \right) = \frac{R_c}{l} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{P} \frac{\partial p}{\partial x} \right) \quad (3.2.2)$$

або

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{u_g}{T} \right) = -\frac{R_c}{l} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \ln p}{\partial y} \right), \quad (3.2.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{v_g}{T} \right) = \frac{R_c}{l} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \ln p}{\partial x} \right). \quad (3.2.4)$$

Із основного рівняння статки атмосфери випливає, що

$$\frac{\partial \ln p}{\partial z} = -\frac{g}{R_c T}. \quad (3.2.5)$$

Прийmemo $x = x_1$, $y = y_2$ і знайдемо частинну похідну рівняння (3.2.5) по x_i ($i = 1, 2$). Змінивши порядок диференціювання, отримаємо

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \ln p}{\partial x_i} \right) = -\frac{g}{R_c} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{1}{T} \right), \quad (i = 1, 2) \quad (3.2.6)$$

або

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \ln p}{\partial x_i} \right) = \frac{g}{R_c T^2} \frac{\partial T}{\partial x_i}, \quad (i = 1, 2). \quad (3.2.7)$$

Повертаючись до вихідних змінних, маємо

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{u_g}{T} \right) = -\frac{g}{T^2} \frac{\partial T}{\partial y}. \quad (3.2.8)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{v_g}{T} \right) = \frac{g}{T^2} \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (3.2.9)$$

Розташовані в правих частинах рівнянь (3.2.8) і (3.2.9) похідні температури є проекціями її горизонтального градієнта. Отже, як свідчать рівняння (3.2.8) і (3.2.9), змінювання геострофічного вітру з висотою обумовлюється горизонтальним градієнтом температури. Знайдемо приріст геострофічного вітру при переході від рівня z_1 до рівня z_2 . Для цього проінтегруємо співвідношення (3.2.8) від z_1 до z_2

$$\frac{u_g}{T} \Big|_{z_2} - \frac{u_g}{T} \Big|_{z_1} = -\frac{g}{l} \int_{z_1}^{z_2} \frac{1}{T^2} \frac{\partial T}{\partial y} dz = \frac{g}{l} \int_{z_1}^{z_2} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{T} \right) dz = \frac{g}{l} \frac{\partial}{\partial y} \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{T(z)}. \quad (3.2.10)$$

Припустимо, що температура змінюється за лінійним законом

$$T(z) = T_0 - \gamma z. \quad (3.2.11)$$

Тоді

$$\int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{T(z)} = \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{T_0 - \gamma z} = \frac{1}{\gamma} \left[\ln(T_0 - \gamma z_1) - \ln(T_0 - \gamma z_2) \right]. \quad (3.2.12)$$

Функцію $\ln(T_0 - \gamma z)$ можна перетворити таким чином:

$$\ln(T_0 - \gamma z) = \ln T_0 + \ln \left(1 - \frac{\gamma z}{T_0} \right).$$

Висота z має порядок 10^3 , вертикальний градієнт температури - 10^{-3} .

Оскільки T_0 - за шкалою Кельвіна $\left| \frac{\gamma z}{T_0} \right| \ll 1$. Тому функцію $\ln \left(1 - \frac{\gamma z}{T_0} \right)$

можна розкласти у степеневий ряд

$$\ln\left(1 - \frac{\gamma z}{T_0}\right) = \frac{-\gamma z}{T_0} - \frac{\gamma^2 z^2}{2T_0^2}. \quad (3.2.13)$$

Більш високими степенями знехтувано, оскільки вже третій член ряду має порядок $10^{-5} - 10^{-6}$, і враховуючи розклад (4.2.13), маємо

$$\begin{aligned} \frac{1}{\gamma} \left[\ln(T_0 - \gamma z_1) - \ln(T_0 + \gamma z_2) \right] &= \frac{z_2 - z_1}{T_0} + \frac{(z_2^2 - z_1^2)\gamma}{2T_0^2} = \\ &= \frac{z_2 - z_1}{T_0} \left[1 + \frac{\gamma(z_2 + z_1)}{2T_0} \right] \approx \frac{z_2 - z_1}{T_0}. \end{aligned} \quad (3.2.14)$$

Другий член у квадратній дужці малий порівняно з одиницею.

Отже

$$\int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{T(z)} \approx \frac{z_2 - z_1}{T_0}. \quad (3.2.15)$$

Тому

$$\frac{u_g}{T} /_{z_2} - \frac{u_g}{T} /_{z_1} = \frac{g}{l} (z_2 - z_1) \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{T_0} \right),$$

або

$$\frac{u_g}{T} /_{z_2} - \frac{u_g}{T} /_{z_1} = -\frac{g}{l} \frac{z_2 - z_1}{T_0^2} \frac{\partial T_0}{\partial y}. \quad (3.2.16)$$

Аналогічне інтегрування і перетворення формули (3.2.9) дають

$$\frac{v_g}{T} /_{z_2} - \frac{v_g}{T} /_{z_1} = \frac{g}{l} \frac{z_2 - z_1}{T_0^2} \frac{\partial T_0}{\partial x}. \quad (3.2.17)$$

Якщо в отриманих рівняннях позначити $z_2 - z_1 = \Delta z$, помножити їх обидві частини на T_2 і мати на увазі, що $\frac{T_2}{T_1} \approx 1$, $\frac{T_2}{T_0} \approx 1$, то ліві частини рівнянь

(3.2.16) і (3.2.17) за означенням термічного вітру мають сенс його складових u_T і v_T . Тоді рівняння (3.2.16) і (3.2.17) можна записати у такому виді:

$$u_T = -\frac{g}{l} \frac{1}{T_0} \frac{\partial T_0}{\partial y} \Delta z, \quad (3.2.18)$$

$$v_T = \frac{g}{l} \frac{1}{T_0} \frac{\partial T_0}{\partial x} \Delta z. \quad (3.2.19)$$

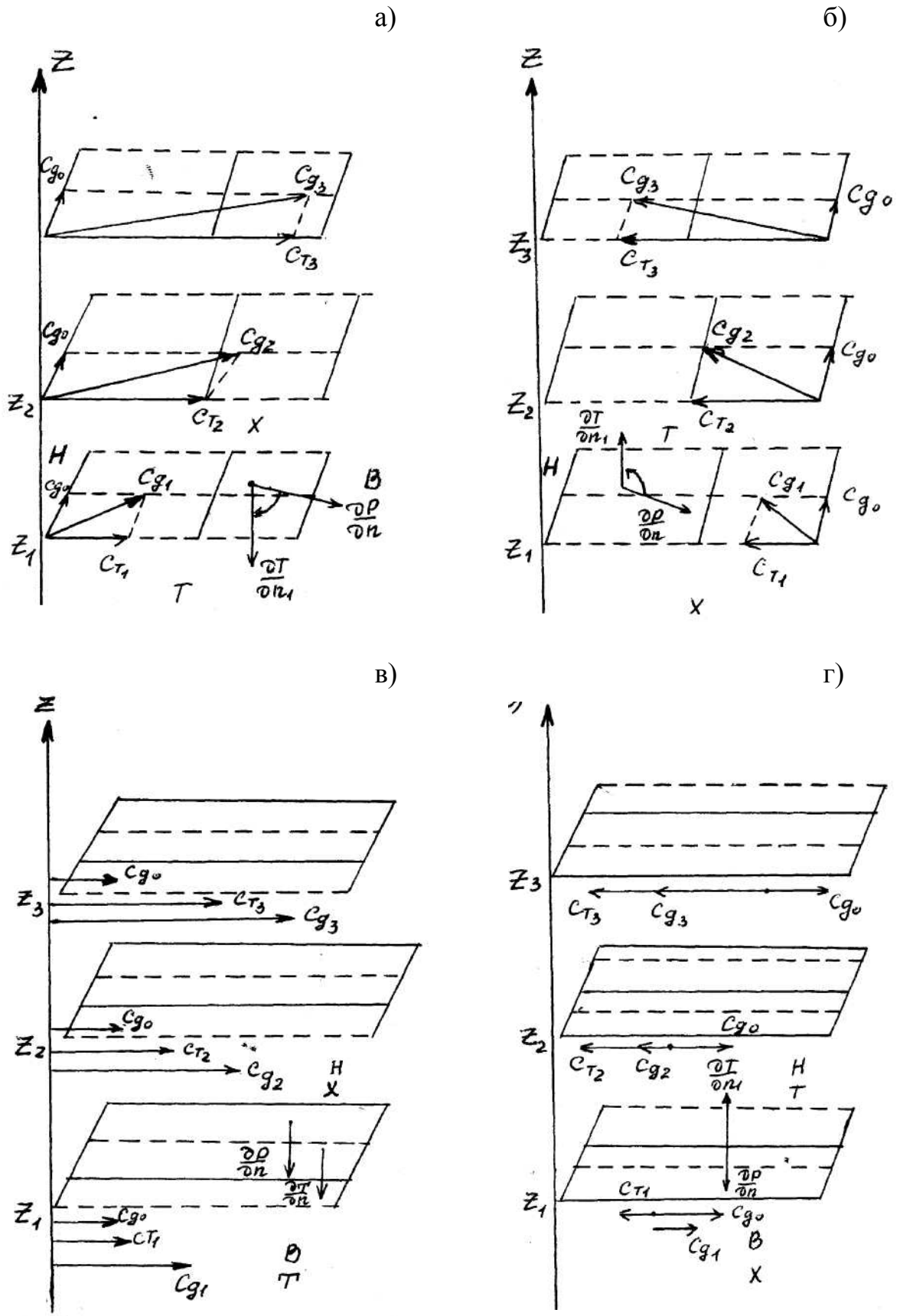


Рис. 3.3 – Випадки змінення геострофічного вітру з висотою при різних співвідношеннях між градієнтами температури і тиску

Піднесення рівнянь (3.2.18) і (3.2.19) до другого степеня і почленне складання їх приводить до модуля термічного вітру c_T

$$c_T = \frac{g}{l} \frac{1}{T_0} \frac{\partial T_0}{\partial n_1} \Delta z, \quad (3.2.20)$$

де $\frac{\partial T_0}{\partial n_1}$ - модуль горизонтального градієнта температури на вихідному рівні, n_1 нормаль до ізотерм поля температури. Тепер виникає питання щодо напрямку термічного вітру. Для того, щоб на нього відповісти, направимо вісь OX уздовж ізотерм так, щоб вісь OY мала напрямок в бік холоду. Тоді $\frac{\partial T_0}{\partial x} = 0$, $v_T = 0$ і $c_T = u_T$. Вектор $\frac{\partial T_0}{\partial y} = \frac{\partial T_0}{\partial n_1}$ має напрямок в бік збільшення температури. Це означає, що $\frac{\partial T_0}{\partial n_1}$ і $-\frac{\partial T_0}{\partial n_1} > 0$. Отже, $u_T = c_T > 0$, тобто напрямок термічного вітру збігається з додатним напрямком осі OX . Ми прийшли до такого правила: термічний вітер в північній півкулі ($\varphi > 0$) має напрямок уздовж ізотерм такий, що область холоду залишається ліворуч, а область тепла праворуч.

Як впливає із формули (3.2.20), термічний вітер прямо пропорційний товщині шару атмосфери Δz . Зі збільшенням Δz термічний вітер збільшується, що приводить до збільшення геострофічного вітру. Останній все в більшій мірі наближається до термічного вітру, а ізогіпси прагнуть прийняти положення паралельне до ізотерм так, щоб область холоду збігалася з низьким тиском, а область тепла – з високим. На рис. 3.3. зображені окремі випадки змінення геострофічного вітру з висотою при різних співвідношеннях між градієнтом тиску на вихідному рівні та градієнтом температури. У випадку а) горизонтальний градієнт температури відхиляється праворуч від горизонтального градієнта тиску. У цьому разі зі збільшенням висоти Геострофічний вітер посилюється та повертається праворуч. У випадку б) горизонтальний градієнт температури відхиляється ліворуч від горизонтального градієнта тиску: з висотою геострофічний вітер посилюється та повертається ліворуч. Коли напрямки горизонтальних градієнтів температури і тиску збігаються (випадок в) геострофічний вітер посилюється без зміни напрямку. Нарешті, якщо горизонтальні градієнти температури і тиску мають протилежні напрямки (випадок г) геострофічний вітер з висотою послаблюється, змінює напрямок на зворотній і посилюється у новому напрямку.

3.3 Баротропна і барокліні атмосфера

У попередньому розділі розглядалися різні випадки змінювання геострофічного вітру з висотою. Проте при певному стані атмосфери геострофічний вітер при збільшенні висоти залишається постійним. Розглянемо при яких ситуаціях це можливо.

Постійність геострофічного вітру при змінюванні висоти характеризується умовою $\frac{\partial \vec{c}_g}{\partial z} = 0$. Оскільки $\vec{c}_g = u_g \vec{i} + v_g \vec{j}$, то ця умова зводиться до рівнянь $\frac{\partial u_g}{\partial z} = \frac{\partial v_g}{\partial z} = 0$. Застосуємо до формул (3.1.4) і (3.1.5) рівняння стану. Тоді, очевидно,

$$u_g = -\frac{R_c T}{lP} \frac{\partial p}{\partial y} = -\frac{R_c}{l} T \frac{\partial \ln p}{\partial y}, \quad (3.3.1)$$

$$v_g = \frac{R_c T}{lP} \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{R_c}{l} T \frac{\partial \ln p}{\partial x}. \quad (3.3.2)$$

Знайдемо похідні по змінній z від рівнянь (3.3.1) і (3.3.2)

$$\frac{\partial u_g}{\partial z} = -\frac{R_c}{l} \left[\frac{\partial T}{\partial z} \frac{\partial \ln p}{\partial y} + T \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \ln p}{\partial y} \right) \right] \quad (3.3.3)$$

або, враховуючи формулу (3.2.7),

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_g}{\partial z} &= -\frac{R_c}{l} \left[\frac{\partial T}{\partial z} \frac{\partial p}{\partial y} \frac{1}{p} + \frac{g}{p} \frac{p}{R_c T} \frac{\partial T}{\partial y} \right] = \\ &= -\frac{R_c}{lp} \left[\frac{\partial T}{\partial z} \frac{\partial p}{\partial y} + \rho g \frac{\partial T}{\partial z} \right] = -\frac{R_c}{lp} \left[\frac{\partial T}{\partial z} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial p}{\partial z} \frac{\partial T}{\partial y} \right]. \end{aligned} \quad (3.3.4)$$

Аналогічно,

$$\frac{\partial v_g}{\partial z} = -\frac{R_c}{lp} \left[\frac{\partial T}{\partial z} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial p}{\partial z} \frac{\partial T}{\partial x} \right]. \quad (3.3.5)$$

Похідні в рівняннях (3.3.4) і (3.3.5) можуть дорівнювати нулю, тільки тоді, коли дорівнюють нулю члени у квадратних дужки. Через це

$$\frac{\frac{\partial p}{\partial y}}{\frac{\partial p}{\partial z}} = \frac{\frac{\partial T}{\partial y}}{\frac{\partial T}{\partial z}}, \quad (3.3.6)$$

$$\frac{\frac{\partial p}{\partial x}}{\frac{\partial p}{\partial z}} = \frac{\frac{\partial T}{\partial x}}{\frac{\partial T}{\partial z}}. \quad (3.3.7)$$

Нехай ізобарична поверхня відсікає на осях координат відрізки dx , dy , dz .
На ізобаричній поверхні

$$dp = \frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial y} dy + \frac{\partial p}{\partial z} dz = 0.$$

Розглянемо переріз xoz (рис. 3.4).

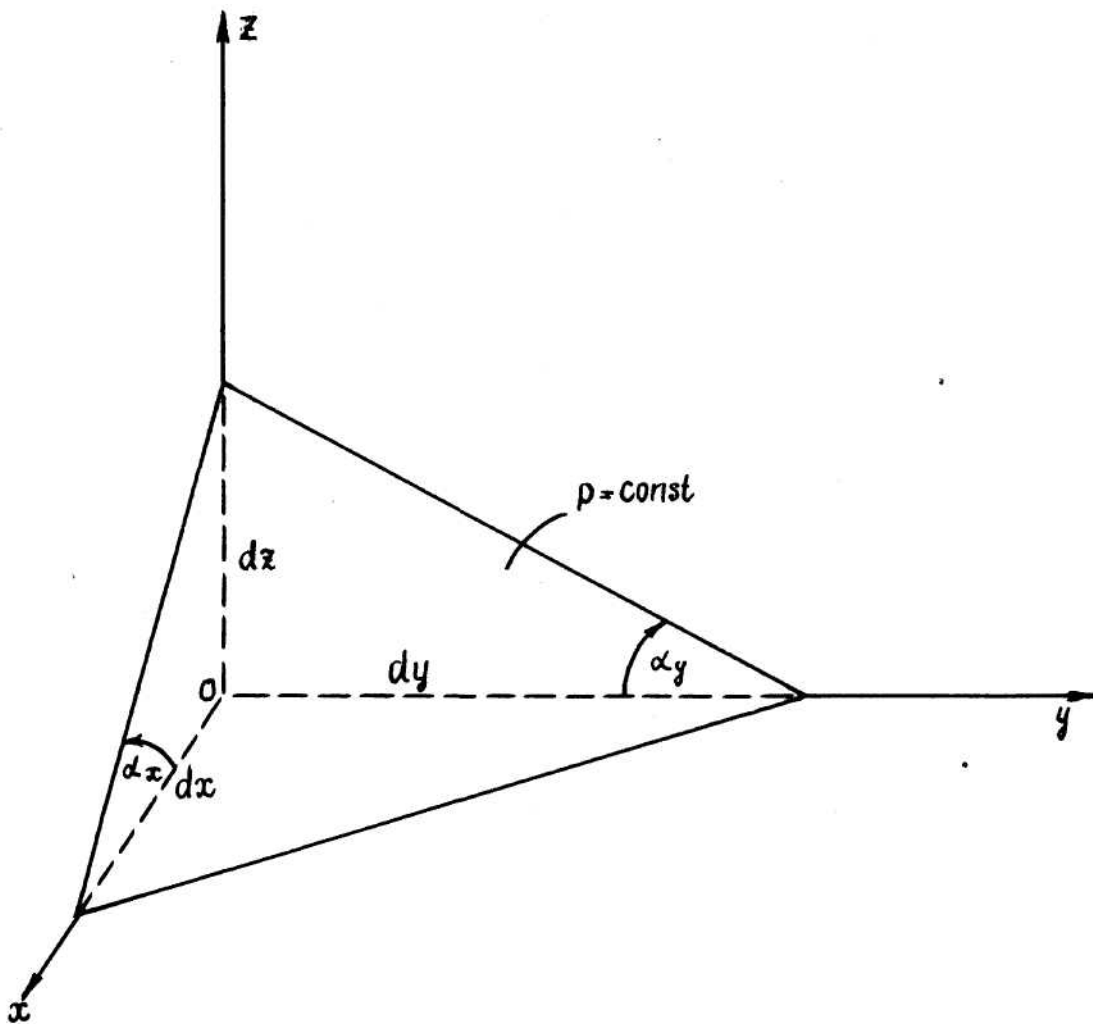


Рис. 3.4 – До поняття баротропної та бароклінної атмосфери

У цьому перерізі $dy = 0$ і

$$\frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial z} dz = 0.$$

Звідки

$$\frac{\frac{\partial p}{\partial x}}{\frac{\partial p}{\partial z}} = \frac{dz}{dx} = \operatorname{tg} \alpha_x(p), \quad (3.3.8)$$

де $\operatorname{tg} \alpha_x(p)$ – тангенс кута нахилу ізобаричної поверхні $p = \text{const}$ відносно осі ox . Аналогічно можна показати, що для ізобаричної термічної поверхні ($T = \text{const}$) $dT = 0$ і

$$\frac{\frac{\partial T}{\partial x}}{\frac{\partial T}{\partial z}} = \frac{dz}{dx} = \operatorname{tg} \alpha_x(T). \quad (3.3.9)$$

Але із формули (3.3.6) витікає, що при незмінному геострофічному вітрі

$$\operatorname{tg} \alpha_x(p) = \operatorname{tg} \alpha_x(T). \quad (3.3.10)$$

Таким же чином для перерізу yoz ($dx = 0$) отримаємо

$$\operatorname{tg} \alpha_y(p) = \operatorname{tg} \alpha_y(T). \quad (3.3.11)$$

Отже, як свідчать отримані результати (3.3.10) і (3.3.11), геострофічний вітер із висотою не змінюється, коли ізобаричні поверхні паралельні ізотермічним. Але у такому випадку до них будуть паралельними й ізопікнічні поверхні, тобто поверхні рівних значень густини атмосфери.

Атмосфера, в якій еквіскалярні поверхні $p = \text{const}$, $T = \text{const}$ і $\rho = \text{const}$ збігаються або паралельні одна одній, називається баротропною. У баротропній атмосфері кожний із основних фізичних параметрів залежить тільки від одного з інших параметрів стану $\rho = \rho(p)$, $T = T(p)$, $p = p(T)$ тощо.

Атмосфера, яка не задовольняє умовам (3.3.10) і (3.3.11), тобто в якій ізобаричні та ізотермічні поверхні перетинаються, утворюючи ізобаро-ізотермічні трубки (соленоїди), називаються бароклінною. Реальна атмосфера є бароклінною. У ній густина повітря залежить як від тиску, так і від температури. Отже, геострофічний вітер не змінюється з висотою в баротропній атмосфері і змінюється – в бароклінній.

3.4 Градієнтний вітер у полі кругових ізобар

Розглянемо стаціонарний горизонтальний рух повітря у відсутності тертя в полі криволінійних ізобар. У загальному випадку плоского стаціонарного руху при цих умовах система рівнянь руху у декартовій системі координат має вид:

$$\begin{cases} \frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + lv, \\ \frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - lu. \end{cases} \quad (3.4.1)$$

Перейдемо до полярної системи координат (r, θ) за допомогою відомих формул

$$\begin{aligned} x &= r \cos \theta, \\ y &= r \sin \theta. \end{aligned} \quad (3.4.2)$$

Позначимо через u_r і u_θ складові швидкості вітру у полярній системі координат. Тоді після нескладних перетворень замість рівнянь системи (3.4.1) отримаємо

$$\frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + u_\theta \frac{\partial u_r}{r \partial \theta} - \frac{u_\theta^2}{r} - l u_\theta = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}, \quad (3.4.3)$$

$$\frac{\partial u_\theta}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + u_\theta \frac{\partial u_\theta}{r \partial \theta} + \frac{u_r u_\theta}{r} + l u_r = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{r \partial \theta}. \quad (3.4.4)$$

Будемо вважати, що поле тиску являє собою систему концентричних кругових ізобар, а рух – стаціонарний. Тоді

$$\frac{\partial u_r}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial u_\theta}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial \theta} = 0, \quad \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} = 0, \quad \frac{\partial u_r}{\partial r} = 0.$$

За цих умов рівняння (3.4.4) може мати сенс лише при $u_r = 0$ тобто при $u_\theta = c$. Тоді рівняння (3.4.3) приймає вид

$$\frac{c^2}{r} + l c = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}. \quad (3.4.5)$$

Звідси видно, що вітер, обумовлений рівнянням (3.4.5), має напрямок, перпендикулярний градієнту тиску. Такий градієнтний вітер при кругових ізобарах іноді називають геоциклострофічним, член $\frac{c^2}{r}$ - ніщо інше, як модуль відцентрової сили. При вивченні конкретних ситуацій треба розглядати співвідношення сил, що діють у тій чи іншій баричній системі.

Розглянемо рух у північній півкулі в циклоні й антициклоні. У циклоні – області низького атмосферного тиску – сила баричного градієнта має напрямок до центру циклона, а відцентрова сила $\frac{c^2}{r}$ і сила Коріоліса lc , що зрівноважують силу баричного градієнта, - у протилежному

напрямку. У цьому разі $\frac{\partial p}{\partial r} > 0$, тобто рух відбувається проти годинникової стрілки. Умова рівноваги сил у цьому випадку може бути записана так:

$$-\vec{G} = \vec{Z} + \vec{K} \quad (3.4.6)$$

або

$$\frac{c^2}{r} + lc = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (3.4.7)$$

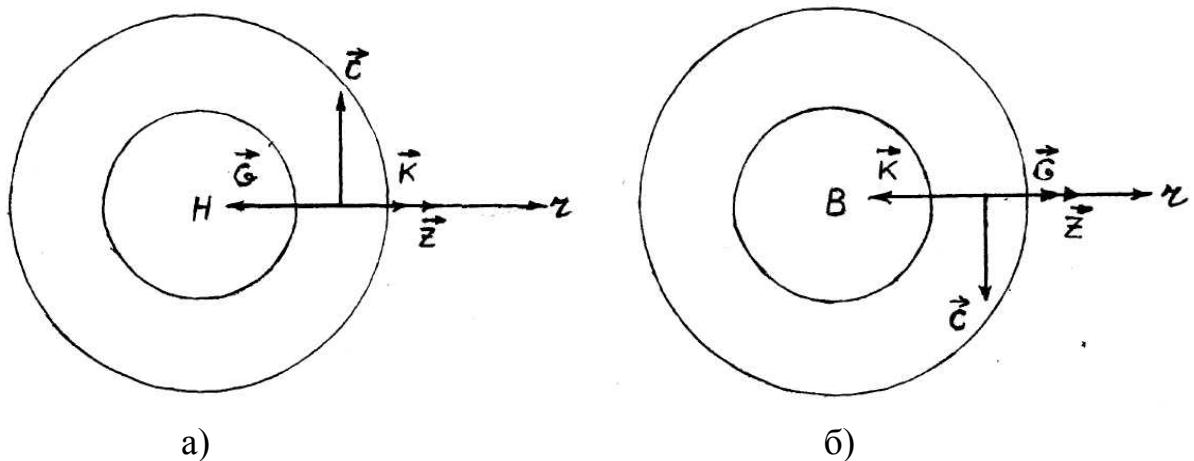


Рис. 3.5 – Сили, що спричиняють рух повітря у полі кругових ізобар у циклоні (а) і антициклоні (б) вище граничного шару

Розв'язок отриманого рівняння має вигляд:

$$c_u = -\frac{lr}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{lr}{2}\right)^2 + \frac{r}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}}. \quad (3.4.8)$$

При заданому градієнті тиску швидкість вітру повинна визначатися однозначно. Тому має фізичний сенс тільки один корінь. Оскільки рух спричиняється градієнтом тиску, то при $\frac{\partial p}{\partial r} = 0$ швидкість вітру в визначеній точці циклону $c_{\text{ц}}$ повинна дорівнювати нулю. Це можливо тільки тоді, коли перед коренем стоїть знак плюс. Отже,

$$c_u = -\frac{lr}{2} + \sqrt{\left(\frac{lr}{2}\right)^2 + \frac{r}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}}. \quad (3.4.9)$$

У випадку антициклона умова рівноваги сил має вид

$$\vec{G} + \vec{Z} + \vec{K} = 0 \quad (3.4.10)$$

або

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{c^2}{r} - lc = 0, \quad (3.4.11)$$

причому $\frac{\partial p}{\partial r} < 0$, тобто рух співпадає з напрямком годинникової стрілки.

Це рівняння має тільки один розв'язок

$$c_{a\omega} = \frac{lr}{\alpha} - \sqrt{\left(\frac{lr}{2}\right)^2 + \frac{r}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}}. \quad (3.4.12)$$

У антициклоні $\frac{\partial P}{\partial r} < 0$ і корінь має менше значення, ніж перший член. Крім

того, мусить виконуватись умова

$$\frac{l^2 r^2}{4} > \left| \frac{r}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \right|$$

або
$$\frac{l^2 r}{4} > \frac{1}{\rho} \left| \frac{\partial p}{\partial r} \right|_{\max}.$$

Тобто в антициклоні існує обмеження відносно максимально можливого значення градієнта тиску повітря. У циклоні такого обмеження нема. Тому в середньому в циклонах спостерігаються більші значення градієнта тиску і, як наслідок, швидкості вітру.

4. Рухи повітря у граничному шарі атмосфери

4.1 Вплив сил тертя на рух повітря

Співвідношення, що розглядалися у попередньому розділі, відносяться до випадку, коли можна знехтувати впливом сил тертя. У нижньому шарі атмосфери (до висоти 1 – 1,5 км), який називають граничним шаром, в'язкі сили треба враховувати. Під їх впливом вітер, що спостерігається біля земної поверхні, відрізняється від геострофічного. Як показують спостереження, на висоті біля 500 м швидкість вітру може в два рази перевищувати швидкість вітру на висоті 10 м. Крім того, над рівною гладкою поверхнею, особливо над морем, швидкість вітру за інших рівних умов дещо перевищує швидкість вітру над сушею, що характеризується наявністю нерівностей.

Напрямок вітру біля земної поверхні відхиляється на $25-35^\circ$ від геострофічного, причому значення кута відхилу менше над гладкою

водною поверхнею ніж над сушею. З висотою кут відхилення зменшується і спостерігається поворот вітру вправо, тобто по годинниковій стрілці.

Якісно всі відхилення вітру від геострофічного, що дійсно спостерігаються, можна зрозуміти, якщо врахувати вплив в'язких сил (сил тертя) на рух повітря. Передусім, безпосередньо на земній поверхні швидкість вітру, як біля всякої твердої стінки, завжди дорівнює нулю. На деякій висоті починають грати суттєву роль в'язкі сили, обумовлені турбулентним обміном кількістю руху між різними шарами атмосфери. Завдяки цьому, напрямок вектора вітру завжди буде у граничному шарі відхилений від ізобар в бік більш низького тиску.

Розглянемо передусім, яке повинно бути співвідношення між діючими на частку повітря силами, якщо враховувати силу тертя \vec{R} . Згадаємо про те, що сила баричного градієнта \vec{G} завжди має напрямок у сторону меншого тиску по нормалі до ізобар, а сила Коріоліса \vec{K} завжди в північній півкулі розташовується перпендикулярно праворуч від вектора швидкості вітру. При діючій силі тертя у випадку усталеного руху між силами \vec{G} , \vec{K} , і \vec{R} повинна бути рівновага. Ця ситуація при прямолінійних ізобарах показана на рис. 4.1. На ньому видно, що складові сили \vec{G} уздовж руху \vec{G}_1 та перпендикулярна \vec{G}_2 напрямку руху зрівноважуються відповідною складовою \vec{R}_1 сили \vec{R} , сумою сили \vec{K} та другої складової \vec{R}_2 сили \vec{R} . Таке співвідношення діючих сил можливо тільки тоді, коли вектор швидкості вітру відхиляється від ізобар в бік низького тиску.

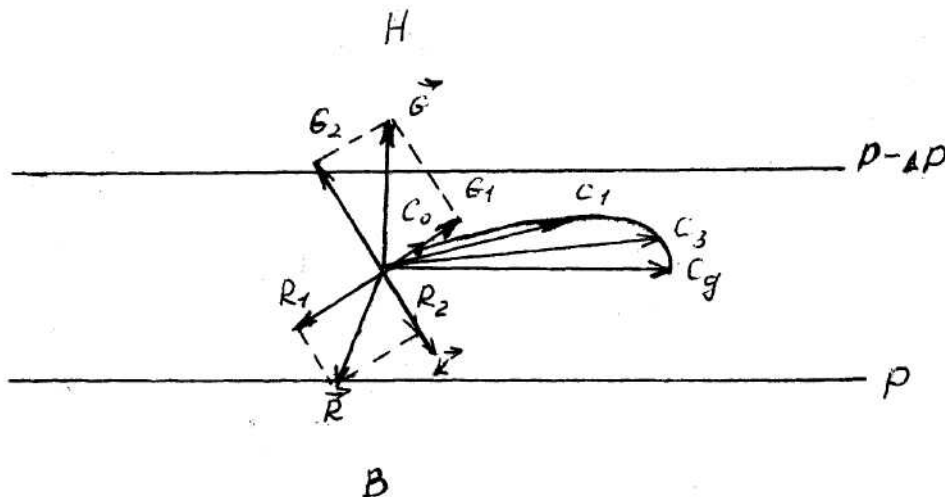


Рис. 4.1 – Сили, що спричиняють рух повітря у граничному шарі.
Змінення вітру з висотою

Таким же чином у випадку кругових ізобар, коли додається відцентрова сила \vec{Z} , ми отримуємо розподіл всіх діючих сил для циклону

та антициклону. У циклоні рівнодійна сил \vec{K} , \vec{Z} та \vec{R} зрівноважує силу \vec{G} , а в антициклоні рівнодійна сил \vec{G} і \vec{Z} зрівноважується рівнодійною сил \vec{K} і \vec{R} . При такому розташуванні сил у циклоні повітря буде пересуватися під деяким кутом до ізобар від периферії до його центру, а в антициклоні, навпаки, від центру до периферії відповідно проти і по напрямку руху годинникової стрілки. Отже, з урахуванням сили тертя баричний закон вітру формулюється таким чином: якщо стати спиною до вітру, то в північній півкулі область низького тиску буде розташовуватися спереду і ліворуч, а область тиску – позаду і праворуч.

4.2 Вертикальний профіль вітру в приземному шарі

Розглянемо рівняння руху повітря в горизонтальній площині

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + lv + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial u}{\partial z} \right), \quad (4.2.1)$$

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - lu + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial v}{\partial z} \right).$$

Впливом молекулярної в'язкості знехтовано із-за її незначності. Будемо вважати, що рух повітря виявляється усталеним

$$\frac{du}{dt} = \frac{dv}{dt} = 0.$$

Тоді, якщо помножити і розділити на l члени, що утримують проекції горизонтального градієнта тиску, та використати отримані вище формули для складових геострофічного вітру, отримуємо:

$$\frac{d}{dz} \left(k \frac{du}{dz} \right) = -l(v - v_g), \quad (4.2.2)$$

$$\frac{d}{dz} \left(k \frac{dv}{dz} \right) = l(u - u_g). \quad (4.2.3)$$

Ми замінили частинні похідні на звичайні на тій підставі, що розглядається змінювання складових швидкості вітру тільки по координаті z .

Проінтегруємо рівняння (4.2.2) і (4.2.3) по z від 0 до z .

Будемо мати

$$k \frac{du}{dz} = \left. k \frac{du}{dz} \right|_{z \rightarrow 0} - l \int_0^z (v - v_g) dz, \quad (4.2.4)$$

$$R \frac{dv}{dz} = \left. R \frac{dv}{dz} \right|_{z \rightarrow 0} + l \int_0^z (u - u_g) dz. \quad (4.2.5)$$

В межах приземного шару, як показує оцінка членів, другі члени правої частини рівнянь (4.2.4) і (4.2.5), що утримують малий множник l , мають значення лише біля 10% від перших членів. Це дає підставу в приземному шарі атмосфери з достатньою мірою точності ними знехтувати. Тоді, враховуючи, що

$$\left| k \frac{du}{dz} \right|_{z \rightarrow 0} = \frac{\tau_{x10}}{\rho}, \quad (4.2.6)$$

$$\left| k \frac{dv}{dz} \right|_{z \rightarrow 0} = \frac{\tau_{y10}}{\rho}, \quad (4.2.7)$$

будемо мати

$$k \frac{du}{dz} = \frac{\tau_{x10}}{\rho}, \quad (4.2.8)$$

$$k \frac{dv}{dz} = \frac{\tau_{y10}}{\rho}. \quad (4.2.9)$$

Величини τ_{x10} і τ_{y10} - це проекції на осі OX і OY турбулентного дотичного напруження тертя на поверхні землі (при $z=0$). Ці проекції іноді називають поверхневим тертям. Згідно з рівняннями (4.2.8) і (4.2.9) у приземному шарі турбулентне напруження, а разом з ним і швидкість вітру, зберігають постійним свій напрямок.

Помножимо рівняння (4.2.8) та (4.2.9) на відповідні орти і складемо ліві та праві їх частини.

Отримаємо

$$k \frac{d}{dz} (u\vec{i} + v\vec{j}) = \frac{1}{\rho} (\tau_{x10}\vec{i} + \tau_{y10}\vec{j}) \quad (4.2.10)$$

або

$$k \frac{dc}{dz} = \frac{1}{\rho} \tau_0. \quad (4.2.11)$$

Незмінність напрямку вітру у приземному шарі дає підставу для того, щоб випустити векторну ознаку у рівнянні (4.2.11). Крім того, треба мати на увазі, що

$$\tau_0 = \rho \left| k \frac{dc}{dz} \right|_{z \rightarrow 0}. \quad (4.2.12)$$

Згідно з теорією Прандтля,

$$k = l_1^2 \frac{dc}{dz}, \quad (4.2.13)$$

де l_1 шлях змішування.

Ураховуючи це, можна формулу (4.2.11) записати так:

$$l_1^2 \left(\frac{dc}{dz} \right)^2 = \frac{\tau_0}{\rho}, \quad (4.2.14)$$

звідки

$$l_1 \frac{dc}{dz} = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}. \quad (4.2.15)$$

Права частина рівняння (4.2.15) має розмірність швидкості. Вона позначається

$$g_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} \quad (4.2.16)$$

і називається динамічною швидкістю або швидкістю тертя.

Згідно з теорією, шлях змішування залежить від висоти таким чином:

$$l_1 = \alpha(z + z_0), \quad (4.2.17)$$

де z_0 - параметр шорсткості, $\alpha = 0,38$ – стала Кармана.

Якщо застосувати формули (4.2.16) і (4.2.17) до рівняння (4.2.15), то будемо мати

$$dc = \frac{g_*}{\alpha} \frac{d(z + z_0)}{z + z_0}. \quad (4.2.18)$$

Розв'язок диференційного рівняння (4.2.18) при граничних умовах, що швидкість вітру $c = 0$ при $z = 0$ і дорівнює c на висоті z , має вигляд

$$c = \frac{g_*}{\alpha} \ln \frac{z + z_0}{z_0}. \quad (4.2.19)$$

Формула (4.2.19) називається логарифмічним профілем вітру у приземному шарі атмосфери.

Із властивостей логарифмічної функції випливає, що швидкість вітру різко збільшується зі збільшенням висоти при малих значеннях z , тобто поблизу від земної поверхні. Подальше зростання висоти приводить до зменшення міри збільшення швидкості вітру.

Повернемося тепер до формули (4.2.13) де замість похідної $\frac{dc}{dz}$ підставимо її значення, яке можна отримати з формули (4.2.18), а замість l_1 - його значення з формули (4.2.17). Будемо мати

$$k = \varepsilon \mathcal{G}_*(z + z_0) \quad (4.2.20)$$

або, якщо ввести позначення

$$\varepsilon \mathcal{G}_* z_0 = k_0, \quad (4.2.21)$$

$$\varepsilon \mathcal{G}_* = a, \quad (4.2.22)$$

$$k = k_0 + az. \quad (4.2.23)$$

Формула (4.2.23) дає лінійний закон зміни з висотою коефіцієнта турбулентності. Параметр k_0 - це значення коефіцієнта турбулентності при $z = 0$; параметр a має сенс коефіцієнта турбулентності на висоті 1м.

Аналіз даних спостережень показує, що логарифмічний закон швидкості вітру в приземному шарі відповідає дійсному вертикальному профілю швидкості вітру лише при деяких виняткових умовах. Тому запропоновані й інші моделі розподілу швидкості вітру у приземному шарі. Одна з них

$$c = c_1 \left(\frac{z}{z_1} \right)^n \quad (4.2.24)$$

має назву степеневому закону зміни швидкості вітру. У ньому c_1 - швидкість вітру на вихідному рівні z_1 , а n - деякий параметр, що залежить від розподілу температури повітря у приземному шарі. Степеневому закону швидкості вітру відповідає степеневий закон для коефіцієнта турбулентності.

$$k = k_1 \left(\frac{z}{z_1} \right)^{1-n}, \quad (4.2.25)$$

де k_1 - коефіцієнт турбулентності на рівні z_1 .

Інша модель

$$c = c_1 \frac{z^\varepsilon - z_0^\varepsilon}{z_1^\varepsilon - z_0^\varepsilon} \quad (4.2.26)$$

називається узагальненим степеневим законом. Показник степеня ε приймає значення з інтервалу - $0,5 < \varepsilon < 0,5$ в залежності від характеру розподілу по висоті температури повітря у приземному шарі.

Узагальненому степеневому закону швидкості вітру відповідає степеневий профіль коефіцієнта турбулентності.

$$k = k_1 \left(\frac{z}{z_1} \right)^{1-\varepsilon}, \quad (4.2.27)$$

де R_1 – коефіцієнт турбулентності на висоті z_1 . На висоті $z=1$ м коефіцієнт турбулентності k_1 може приймати значення від 0,02 до 0,2-0,3 м²/с.

4.3 Вертикальний профіль вітру у граничному шарі атмосфери

У приземному шарі атмосфери, як було показано вище, напрямок вітру не змінюється з висотою. Але вище приземного шару відбувається поворот вітру таким чином, що на верхній границі граничного шару він наближається до геострофічного. Розглянемо систему рівнянь руху (4.2.1).

Для спрощення задачі будемо вважати, що в граничному шарі коефіцієнт турбулентності – величина постійна, а швидкість вітру – усталена $\left(\frac{du}{dt} = \frac{dv}{dt} = 0\right)$. Направимо вісь OX уздовж ізобар, які будемо

вважати прямолінійними $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$ і помножимо та розділимо член другого рівняння, що утримує меридіональну компоненту градієнта тиску, на параметр l . Тоді прийдемо до системи рівнянь

$$k \frac{d^2 u}{dz^2} + lv = 0, \quad (4.3.1)$$

$$k \frac{d^2 v}{dz^2} - lu = -lu_g. \quad (4.3.2)$$

У перших членів частинні похідні замінюються звичайними тому, що компоненти швидкості вітру за сформульованих умов залежать тільки від висоти. Помножимо рівняння (4.3.2) на $i = \sqrt{-1}$ та складемо з рівнянням (4.3.1). Будемо мати:

$$k \frac{d^2 (u + iv)}{dz^2} - il(u + iv) = -ilu_g \quad (4.3.3)$$

або, якщо ввести позначення $c = u + iv$,

$$k \frac{d^2 c}{dz^2} - ilc = -ilu_g. \quad (4.3.4)$$

Рівняння (4.3.4) – є неоднорідне диференціальне рівняння другого порядку. Як відомо, його загальний розв'язок дорівнює

$$c = c_1 e^{z\sqrt{i\frac{l}{k}}} + c_2 e^{-z\sqrt{i\frac{l}{k}}} + u_g. \quad (4.3.5)$$

Довільні сталі c_1 та c_2 будемо знаходити за допомогою таких граничних умов:

$$\begin{cases} \text{при } z = 0, & u = v = 0 \quad (c = 0), \\ \text{при } z \rightarrow \infty, & u = u_g; \quad v = 0 \quad (c = u_g). \end{cases} \quad (4.3.6)$$

Позначимо

$$\zeta = z\sqrt{\frac{l}{2k}}, \quad (4.3.7)$$

та перепишемо (4.3.2) у вигляді

$$c = c_1 e^{\zeta\sqrt{2i}} + c_2 e^{-\zeta\sqrt{2i}} + u_g \quad (4.3.8)$$

і задовільним першій граничній умові. Будемо мати

$$c_1 + c_2 + u_g = 0. \quad (4.3.9)$$

Друга гранична умова може бути застосована тільки у тому разі, коли $c_1 = 0$, і ми прийдемо до тотожності $u_g = u_g$. Отже, $c_2 = -u_g$. Таким чином,

$$c = -u_g e^{-\zeta\sqrt{2i}} + u_g. \quad (4.3.10)$$

Множник показника степеня $\sqrt{2i} = 1 + i$, а за формулою Ейлера $e^{-\zeta i} = \cos \zeta - i \sin \zeta$. Ураховуючи це, після простих перетворень отримаємо такий результат:

$$u = u_g \left(1 - e^{-\zeta} \cos \zeta\right), \quad (4.3.11)$$

$$v = u_g e^{-\zeta} \sin \zeta. \quad (4.3.12)$$

Кут відхилення вітру від ізобари, очевидно, можна виразити формулою

$$\alpha = \operatorname{arctg} \frac{v}{u} = \operatorname{arctg} \frac{e^{-\zeta} \sin \zeta}{1 - e^{-\zeta} \cos \zeta}, \quad (4.3.13)$$

а модуль швидкості вітру

$$c = \left(u^2 + v^2\right)^{1/2} = u_g \left(1 - 2e^{-\zeta} \cos \zeta + e^{-2\zeta}\right)^{1/2}. \quad (4.3.14)$$

Формула (4.3.14) показує, що швидкість вітру зростає з висотою від 0 при $z = 0$ ($\zeta = 0$) до $c_g = u_g$ на висоті, якій відповідає рівняння

$$2 \cos \zeta = e^{-\zeta}. \quad (4.3.15)$$

Ця рівність виконується при $\zeta = 1,46$. Отже, вітер стає рівним по модулю геострафічному на висоті

$$z_1 = 1,46 \sqrt{\frac{2k}{l}}. \quad (4.3.16)$$

Формула (4.3.16) показує, що ця висота залежить від широти і коефіцієнта турбулентності. Вона розташовується тим вище, чим більш розвинута турбулентність атмосфери і чим менша географічна широта. У зоні екватора формула (4.3.16) не має сенсу, як не має сенсу і геострофічний вітер.

Знайдемо кут відхилення вітру від ізобари біля земної поверхні. Оскільки формула (4.3.13) при $z = 0$ ($\zeta = 0$) перетворюється у невизначеність типу $\frac{0}{0}$, треба здійснити граничний перехід, застосувавши правило Лопітала. Після цього отримаємо

$$\lim_{z \rightarrow 0} \alpha = \operatorname{arctg} 1 = \frac{\pi}{4}. \quad (4.3.17)$$

Тобто, біля земної поверхні вітер відхиляється від ізобари на кут $\alpha = 45^\circ$. З ростом висоти α зменшується і стає рівним нулю при $\zeta = \pi = 3,14$. Отже, напрямок вітру збігається з напрямком геострофічного вітру на висоті

$$z = 3,14 \sqrt{\frac{2k}{l}}. \quad (4.3.18)$$

Графік параметричної функції, що визначається рівняннями (4.3.11) і (4.3.12), називається спіраллю Екмана. Вона зображається на рис.4.1.

Викладена вище теорія якісно задовільно пояснює відомі зі спостережень закономірності змінювання профілю вітру у граничному шарі атмосфери. У кількісному відношенні вона значно розбігається з ними. Найбільш значні розбіжності полягають у тому, що теоретичне значення кута відхилення біля земної поверхні майже у два рази перевищує кути відхилення, що спостерігаються. Це є наслідком припущення про незмінність із висотою у граничному шарі коефіцієнта турбулентності.

4.4 Вертикальні рухи повітря

У попередніх розділах розглядалися особливості горизонтальних рухів повітря у різних шарах атмосфери. Але у тривимірній системі координат окрім горизонтальних складових вектор швидкості вітру має й вертикальну складову.

У багатьох проблемах фізики атмосфери вертикальні рухи повітря грають велику роль. Під їх впливом відбувається в атмосфері зміна температури, вологості повітря, утворюються системи хмар, формуються зони атмосферних опадів тощо.

Структура вертикальних рухів дуже складна. Вони можуть займати різні простори в атмосфері, мати різне значення й різний характер. Причина такої різноманітності вертикальних рухів полягає у тому, що вони обумовлюються різними за своїм характером фізичними процесами. Відповідно до масштабів об'ємів повітря, де вертикальні складові швидкості вітру мають один знак, і структури вертикальних рухів, їх розділяють на два класи: упорядкові і неупорядкові вертикальні рухи.

Упорядкові вертикальні рухи у свою чергу розділяються на макромасштабні вертикальні рухи і мезомасштабні вертикальні рухи.

Макромасштабні вертикальні рухи одного знаку займають простори в атмосфері, горизонтальні розміри яких вимірюються сотнями і тисячами кілометрів. Такі ж горизонтальні масштаби мають баричні системи – циклони та антициклони. Макромасштабні вертикальні рухи можуть бути додатними або від'ємними. Додатними, або висхідними, називаються вертикальні рухи, які мають напрямок знизу вгору. Від'ємні, або низхідні, вертикальні рухи направлені зверху вниз. Модулі упорядкованих макромасштабних вертикальних рухів можуть коливатися від часток см/с до декількох см/с. Висхідні упорядковані вертикальні рухи виявляються головною причиною формування шаруватих хмар.

Як було показано у попередньому розділі, у граничному шарі швидкість вітру завжди відхиляється від ізобар у сторону низького тиску повітря. Отже, у циклоні спостерігається у граничному шарі збіжність потоків повітря у центральній його частині, а в антициклоні – розбіжність. Збіжність течій повітря у циклоні приводить до припливу маси повітря у центральній частині, що причиняє висхідні вертикальні рухи. Навпаки, розбіжність потоків в антициклоні відповідає виникненню низхідних вертикальних рухів.

Кількісний характер вертикальних рухів може бути визначеним за допомогою рівняння нерозривності. Для цього його необхідно проінтегрувати у границях від $z = 0$, де $w = 0$, до довільної висоти z . Тоді отримаємо

$$\rho w = -\int_0^z \left(\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} \right) dz - \int_0^z \frac{\partial \rho}{\partial t} dz. \quad (4.4.1)$$

Складові u і v швидкості вітру, що входять до формули (4.4.1), треба брати із відповідних рівнянь руху.

Макромасштабні упорядковані вертикальні рухи в атмосфері виникають під впливом декількох факторів. До них відносяться сили тертя, нестационарність та інерційність атмосферних рухів. Сили тертя, як відомо,

переважають у граничному шарі атмосфери. Вертикальні рухи, що обумовлені цими силами, часто називають фрикційними вертикальними рухами. Вони можуть бути розраховані за допомогою формули

$$w = \frac{1}{l\rho} (rot_z \bar{\tau}_0 - rot_z \bar{\tau}), \quad (4.4.2)$$

де $rot_z \bar{\tau}_0$ і $rot_z \bar{\tau}$ - вертикальні компоненти вихору напруження поверхневого тертя біля земної поверхні і на деякій висоті z , що визначаються за формулою

$$rot_z \bar{\tau} = \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial x} - \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial y} \quad (4.4.3)$$

τ_{zx} і τ_{zy} – складові напруження поверхневого тертя. Мезомасштабні вертикальні рухи мають горизонтальні масштаби від декількох кілометрів до декількох десятків кілометрів. Модулі вертикальної компоненти швидкості вітру, що відносяться до цього класу, можуть коливатися від см/с до десятків см/с. Мезомасштабні вертикальні рухи можуть бути пов'язані з неоднорідностями підстильної поверхні, що приводять до виникнення бризової, та гірно-долинної циркуляцій.

Найбільш складними за структурою виявляються неупорядковані вертикальні рухи. Їх лінійні масштаби можуть коливатися від декількох сантиметрів до декількох десятків, а то й сотень метрів. Атмосферні процеси, що мають такі горизонтальні масштаби, називають мікро масштабними. Макромасштабні вертикальні рухи можуть мати турбулентний пульсаційний характер. У такому випадку неможливо однозначно виділити в атмосфері зони з однаковим знаком вертикальної швидкості, тому що вони характеризуються хаотичним розподілом в атмосфері. Модуль швидкості турбулентних вертикальних пульсацій знаходиться у широких границях: від декількох см/с до декількох м/с.

Влітку атмосфера досить часто знаходиться у такому стані, що місцевий перегрів повітря над деякими ділянками земної поверхні приводить завдяки архімедовій силі до виникнення атмосферної конвекції – вертикальних струменів відносно теплого повітря. Вертикальні рухи в області цих струменів називають конвективними вертикальними рухами. Конвективні вертикальні рухи – більш-менш упорядковані, тобто у них переважають висхідні або компенсаційні низхідні рухи. Але завдяки тому, що турбулентність в зоні конвективних струменів добре розвинута, вертикальні рухи у цих струменях виявляються значно турбулізованими. Вертикальні складові швидкості вітру в конвективних струменях, особливо, коли вони спостерігаються в купчасто-дощових хмарах, можуть досягати від декількох м/с до декількох десятків м/с.

Звичайно, всі розглянуті класи вертикальних рухів не відносяться до особливостей тільки граничного шару атмосфери. І макромасштабні упорядковані, і мікромасштабні турбулентні рухи спостерігаються і у вільній атмосфері, тобто в середній і верхній тропосфері, стратосфері та мезосфері. Навіть конвективні потоки, коли вони пов'язані з процесом утворення могутніх купчасто-дощових хмар, можуть проникати до верхньої границі тропосфери і навіть пробивати тропопаузу.

4.5 Місцеві мезомасштабні циркуляції

4.5.1 Орографічні вітри

Орографічні вітри обумовлюються впливом орографічних перешкод. На перевалах, у долинах і гірських ущелинах відбувається посилення вітру. У деяких районах гори спричиняють умови для розвинення специфічних місцевих циркуляцій. До таких циркуляцій відносяться, наприклад, фен і бора.

Феном називається теплий і сухий вітер, який має напрямок із гір до долин. В окремих випадках він за декілька хвилин може привести до зростання температури повітря в долині більше ніж на 10°C і до зменшення відносної вологості на декілька десятків процентів.

Цей вітер спостерігається в багатьох гірських районах, наприклад, в Альпах, на Кавказі, у Середній Азії. Фен може тривати від декількох годин до декількох діб.

Умови виникнення фену у більшості випадків пов'язані з перевалюванням гірського хребта повітряною масою, що рухається поперек хребта, або опусканням повітря на підвітряному боці гори для компенсації зменшення маси повітря у нижніх шарах.

Пояснення зростання температури при переливанні повітряної маси через гори дуже просте. Коли повітря піднімається уздовж навітряного схилу, в ньому відбувається знижування температури та конденсація водяної пари з утворюванням хмар. Часто при цьому спостерігаються опади, тобто повітря, що перевалює гору, втрачає вологу. Коли відносно сухе повітря починає опускатися уздовж підвітряного схилу гори, температура його зростає більш швидко на одиницю висоти, ніж у вологому повітрі, що піднімається (теорія такого процесу буде розглянута у наступному розділі). Отже, біля підніжжя підвітряного схилу його температура стає значно більшою, а відносна вологість – значно меншою, ніж біля підніжжя навітряного схилу гори. Фен супроводиться, як правило, ясною погодою.

Тривалі теплі та сухі фени відносяться до небезпечних явищ погоди. Різке збільшення температури повітря в горах спричиняє швидке танення

снігу, в результаті чого виникають небезпечні розливи гірських річок, снігові лавини, незначна вологість повітря при високих температурах згубно діє на рослинність.

Незважаючи на те, що фен – це місцевий вітер, його утворення можливо тільки при визначених умовах, які сприяють підняттю повітря уздовж навітряних та опусканню його уздовж підвітряних схилів гори.

Борою називається сильний поривчастий холодний вітер, який має напрямок на море вниз уздовж гірського схилу прибережної височини. На території Європи особливо відома Новоросійська бора. Вона характеризується тим, що при цьому явищі температура в бухті іноді падає до -20°C і навіть нижче, а швидкість вітру у виняткових випадках перевищує на перевалі 60 м/с.

Велику роль у посиленні вітру грає сила ваги. Бора формується взимку, коли над холодним континентом установлюється антициклон, а над теплим водоймищем – циклон. Потік повітря, що перевалює через невисокий хребет, обрушується з висотою з прискоренням. Розрахунки показують, що за рахунок тільки цього ефекту швидкість повітря біля поверхні води може досягнути 25-30 м/с. Якщо до неї додати швидкість вітру, що обумовлюється горизонтальним градієнтом тиску та звуженням потоку на перевалі, то отримаємо ті дуже великі швидкості вітру, що спостерігаються під час бори.

Над морем бора розповсюджується лише на декілька кілометрів.

Аналогічним чином розвивається вітер на західному узбережжі Каспійського моря, який називається бакинським нордом. Таку ж природу, як і бора, має вітер сарма, що виникає на озері Байкал. Відома бора на Новій Землі. Окремі пориви при новоземельській борі можуть досягати 100 м/с.

4.5.2 Місцеві вітри термічного походження

Горизонтальні рухи повітря, як вже добре відомо, починаються тоді, коли виникає сила баричного градієнта. Вона обумовлюється нерівномірним розподілом атмосферного тиску у горизонтальній площині. Однією з причин цього ефекту є термічні умови, тобто нерівномірне нагрівання повітря. Як було показано в розділі "Статика атмосфери", тиск повітря зменшується з висотою повільніше в теплій масі повітря. Це означає, що в теплому повітрі ізобаричні поверхні розташовуються вище, ніж у холодному. Окрім того, відстань між суміжними ізобаричними поверхнями в теплому повітрі більша, тобто вони мають нахил у сторону холодного повітря. Таке розташування ізобаричних поверхонь може стати причиною виникнення замкнутої циркуляції.

При рухах такого типу, що розповсюджуються на невеликій відстані, ефект сили Коріоліса проявляється незначно, а рухи повітря

обумовлюються головним чином силою горизонтального баричного градієнта та силою тертя, а їх напрямок мало відрізняється від напрямку сили баричного градієнта.

Характерними прикладами циркуляцій термічного походження є бризи та гірсько-долинні вітри.

Бризами називаються вітри, які спостерігаються на узбережжі морів та озер і характеризуються правильною зміною протягом доби їх напрямку. Вночі вони мають напрямок з суші на поверхню води, вдень навпаки, з поверхні води на сушу.

Початкова причина бризу полягає в неоднаковому нагріванні суші та поверхні води. У ранкові часи суша і повітря над нею нагріваються Сонцем значно швидше, ніж поверхня води. Оскільки в теплому повітрі тиск з висотою зменшується повільніше, ніж у холодному, ізобаричні поверхні набувають нахилу у бік холодного повітря.

При збільшенні висоти нахил ізобаричних поверхонь зростає. Це приводить до появи горизонтальної складової сили баричного градієнта, яка має напрямок, як відомо, в сторону більш низького тиску, тобто в сторону моря. Починається відтік повітря з берегової зони і приплив його над поверхнею води. Внаслідок цього, над сушею виникають висхідні рухи, що приводять до зменшення тиску біля поверхні землі, і низхідні потоки над морем, під дією яких тиск над водною поверхнею зростає. Отже, в нижньому шарі повітря з'являється горизонтальна складова сили баричного градієнта, яка має напрямок з моря на сушу, і, як наслідок, потік повітря у цьому ж напрямку. Цей вітер називають денним або морським бризом. Схема, яка пояснює виникнення бризової циркуляції, зображена на рис. 4.2.

Вночі напрямок горизонтальних складових градієнта тиску та вітру змінюється на зворотній у зв'язку з тим, що повітря стає теплішим над морем, ніж над сушею. У глибину суші та моря бризова циркуляція проникає на відстань декількох десятків кілометрів (іноді до 100 км) в залежності від різниці температур між сушею і морем. Швидкість вітру у середньому становить 3-5 м/с.

Вертикальна протяжність бризової циркуляції може досягати 1-1,5 км, тобто бризова циркуляція може поширюватись на весь граничний шар атмосфери. Верхня частина циркуляційної ячейки, що характеризується протилежним напрямком руху повітря, називається антибризом.

Гірсько-долинними вітрами називають періодичні вітри, що мають напрямок вночі із схилів гір у долину (гірський вітер), вдень з долини уздовж схилів гір (полонинний вітер).

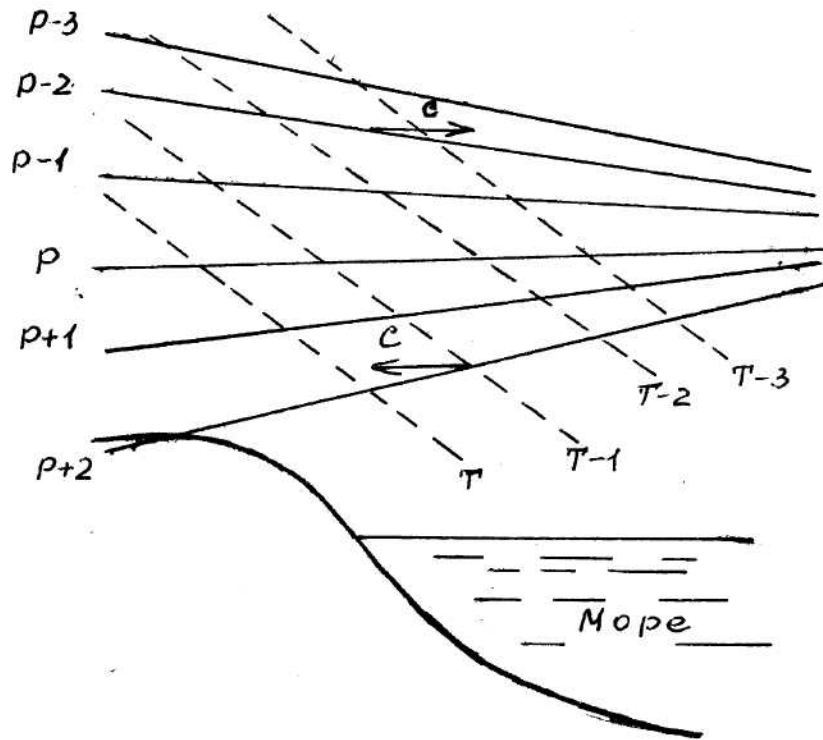


Рис. 4.2 – Утворення морського бризу

Явище гірсько-долинних вітрів характеризується великою складністю із-за різноманітності умов у горах. Розглядають два типи гірсько-долинної циркуляції: вітри схилів і власне гірсько-долинні вітри.

Вітри схилів – це циркуляція невеликої вертикальної та горизонтальної протяжності. При цьому повітря вдень у нижніх шарах підіймається з полонини уверх по нагрітому схилу, а замість нього в долину опускається повітря з більш високих шарів атмосфери. Вночі спостерігається зворотній процес, тобто по схилах в долину стікає холодне повітря, яке змішують більш теплі маси повітря, що припливають із розташованих вище шарів атмосфери. І в тому, і в іншому випадках виникають замкнуті циркуляції. Вітри схилів спостерігаються влітку при ясній погоді. Більш складними виявляються власне гірсько-долинні вітри. Вони мають напрямок уздовж долини вгору (долинний вітер), а вночі – уздовж долини вниз від гір (гірський вітер). На деякій висоті вітер і в тому, і в іншому випадках приймає зворотній напрямок. Масштаби такої циркуляції значно більші масштабу вітрів схилів. Гірсько-долинні вітри можуть проникати в долини на десятки кілометрів. Обертання напрямку долинного вітру відбувається на висоті 0,5-1 км над рівнем дна долини, а гірського вітру – значно нижче (біля 300 м). Що стосується вертикальної протяжності верхнього потоку зворотнього напрямку, то він спостерігається аж до гребенів гір, що оточують долину. Вище верхній потік зливається з загальним потоком вільної атмосфери.

ТЕРМОДИНАМІКА АТМОСФЕРИ

1 Термодинамічні процеси в сухій атмосфері

1.1 Перший принцип термодинаміки

Термодинаміка атмосфери найбільш широко використовує висновки, що випливають із першого принципу термодинаміки. Цей принцип відповідає закону збереження енергії: неможливе виникнення або знищення енергії, можливим є лише перехід одних видів енергії в інші.

Цей закон, якщо мати на увазі кількісне його формулювання, відображається рівнянням першого принципу термодинаміки, або рівнянням припливу тепла.

Позначимо через p_i , T_i , ρ_i характеристики стану частки повітря, а через p_e , T_e , ρ_e - характеристики стану повітря, що оточує частку. Як ми пам'ятаємо, густина повітря пов'язана з питомим об'ємом співвідношенням $\rho = \frac{1}{V}$. Будемо вважати, що в атмосфері здійснюється квазістатична умова: $p_i = p_e = p$. Вона означає, що тиск у середині частки дорівнює тиску в оточуючому повітрі.

Позначимо кількість тепла, що надається частці, через dq , збільшення внутрішньої енергії частки, що відбувається при цьому, через du_i . Внаслідок збільшення внутрішньої енергії, частка проводить роботу проти сил тиску, збільшуючи свій об'єм. Позначимо цю роботу через dw_i . Тоді відповідно до першого принципу термодинаміки маємо:

$$dq = du_i + dw_i. \quad (1.1)$$

Сухе та чисте повітря, як вже відзначалося, має властивості ідеального газу. Тому

$$du_i = c_v dT_i, \quad (1.2)$$

а робота, що затрачується на збільшення об'єму частки,

$$dw_i = p dV_i \quad (1.3)$$

У рівнянні (1.2) c_v - питома теплоємність при постійному об'ємі ($c_v = 718$ Дж/кг·К).

Як відомо, теплоємність – це кількість тепла, яке треба витратити, щоб збільшити температуру тіла на 1К. Питома теплоємність повітря – це теплоємність одиниці маси повітря.

Підставимо рівняння (1.2) і (1.3) до рівняння (1.1). Будемо мати

$$dq = c_v dT_i + p dV_i. \quad (1.4)$$

Перетворимо це рівняння за допомогою рівняння стану

$$pV_i = R_c T_i. \quad (1.5)$$

Очевидно,

$$p dV_i = R_c dT_i - V_i dp. \quad (1.6)$$

Якщо застосувати рівняння (1.6) до (1.4), то прийдемо до такого виду рівняння першого принципу термодинаміки:

$$dq = (c_v + R_c) dT_i - V_i dp. \quad (1.7)$$

Будемо вважати, що процес відбувається при незмінному атмосферному тиску ($dp = 0$). Тоді приплив тепла приводить лише до зміни температури частки, тобто

$$dq = c_p dT_i, \quad (1.8)$$

де c_p - питома теплоємність при $p = \text{const}$ ($c_p = 1006$ Дж/(кг·К)). При цих умовах рівняння (1.7) і (1.8) дають

$$c_p = c_v + R_c. \quad (1.9)$$

Формула (1.9) називається формулою Майєра. Перейдемо у формулі (1.7) від питомого об'єму V_i до густини повітря у частці ρ_i , а від густини – до температури і тиску за рівнянням стану. Тоді отримаємо, якщо мати на увазі формулу Майєра,

$$dq = c_p dT_i - R_c T_i \frac{dp}{p}. \quad (1.10)$$

Як і у рівнянні (1.1), перші члени рівняння (1.4) і (1.10) характеризують змінення внутрішньої енергії частки, а другі члени – роботу проти сил тиску, що витрачається на об'ємне розширення.

1.2 Політропічний процес

Стан газу характеризують три параметри p , V , T . Замість V може бути використана густина ρ . Ці величини зв'язані між собою рівнянням, форма якого залежить від характеру термодинамічного процесу. Сукупність термодинамічних процесів характеризує політропічний процес. Будемо вважати, що тепло, яке надається тілу, витрачається тільки на змінення його температури. Тоді

$$dq = cdT_i, \quad (1.11)$$

де c - політропічна питома теплоємність.

Підставимо формулу (1.11) у рівняння (1.10). Будемо мати

$$(c_p - c) \frac{dT_i}{T_i} = R_c \frac{dp}{p}. \quad (1.12)$$

Проінтегруємо рівняння (1.12) від початкового стану (p_0, T_{i0}, ρ_{i0}) до деякого стану (p_1, T_{i1}, ρ_{i1}) . Отримаємо, очевидно,

$$\frac{T_{i1}}{T_{i0}} = \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{R_c}{c_p - c}}, \quad (1.13)$$

або, якщо від температури за допомогою рівняння стану перейти до питомого об'єму,

$$\frac{V_{i1}}{V_{i0}} = \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{R_c}{c_p - c} - 1}. \quad (1.14)$$

Застосуємо тепер формулу Майєра. Тоді після простих перетворень отримаємо рівняння політропи

$$p_0 V_{i0}^k = p_i V_{i1}^k = \dots = p_i V_i^k = const, \quad (1.15)$$

де

$$k = \frac{c_p - c}{c_v - c} \quad (1.16)$$

показник політропи.

Якщо параметру c надавати різні значення, то можна описати різні термодинамічні процеси. Найбільш важливими виявляються такі окремі випадки: а) $c = c_p$. Це означає, що процес відбувається при $p = const$.

Показник політропи при цьому має значення $k = 0$ і кількість тепла що надається, приводить до зміни внутрішньої енергії об'єму

$$dq = c_p dT_i. \quad (1.17)$$

Залежність між питомим об'ємом і температурою повітря у цьому разі визначається першим законом Гей-Люссака

$$\frac{V}{T} = const. \quad (1.18)$$

б) $c = \infty$. Граничний перехід за правилом Лопітала дає $k = 1$. У цьому випадку рівняння політропи має вид $pV = const$ (закон Бойля-Маріотта), звідки впливає $T = const$. Такий процес називається ізотермічним. При

ізотермічному процесі $dT_i = 0$ і тепло, що надається об'єму повітря, витрачається на об'ємне розширення

$$dq = pdV_i. \quad (1.19)$$

в) $c = c_v$. Процес відбувається при $V = \text{const}$ ($K = \infty$) і кількість тепла пропорційна dT_i

$$dq = c_v dT_i. \quad (1.20)$$

Це ізохоричний процес, і залежність між температурою і тиском визначається другим законом Гей-Люссака

$$\frac{p}{T} = \text{const}. \quad (1.21)$$

Окремо розглянемо ще один дуже важливий для атмосфери термодинамічний процес.

1.3 Адіабатичний процес у сухому повітрі

1.3.1 Рівняння першого принципу термодинаміки для адіабатичного процесу

До цього процесу відноситься процес, для якого $k = \frac{c_p}{c_v} = \kappa$ ($c = 0$).

Умова $c = 0$, очевидно, рівнозначна умові $dq = 0$. Ми маємо термодинамічний процес, який характеризується відсутністю припливу тепла. Термодинамічний процес, що відбувається в атмосфері без обміну теплом між виділеним об'ємом повітря й оточуючим повітрям, називається адіабатичним. Атмосферні процеси в багатьох випадках приблизно можна вважати адіабатичними. Обґрунтування цього полягає у тому, що змінення тепловмісту об'єму $c_p dT_i$ за рахунок роботи об'ємного розширення значно перебільшує приплив тепла зовні й останнім можна у першому наближенні знехтувати. Отже рівняння першого принципу термодинаміки має вид:

$$c_p dT_i - R_c T_i \frac{dp}{p} = 0. \quad (1.22)$$

Виконаємо в рівнянні (1.22) розділення змінних та проінтегруємо його в границях від T_{i0} , p_0 до T_i , p . Отримаємо

$$\frac{T_i}{T_{i0}} = \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{R_c}{c_p}}. \quad (1.23)$$

Використаємо тепер формулу Майєра у показникові степеня формули (1.23)

$$\frac{R_c}{c_p} = \frac{c_p - c_v}{c_p} = \frac{\alpha - 1}{\alpha} = 0,288.$$

Тоді маємо

$$\frac{T_i}{T_{i0}} = \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\alpha-1}{\alpha}}. \quad (1.24)$$

Формула (1.24) носить назву рівняння Пуассона або рівняння сухої адиабати. Легко бачити що вона повністю збігається з формулою (1.13) при $c = 0$. Окрім того, видно, що для адиабатичного процесу із загального рівняння політропи приходимо до

$$pV^\alpha = const. \quad (1.25)$$

Ця формула характеризує залежність між тиском і питомим об'ємом при адиабатичному процесі.

1.3.2 Сухоадіабатичний градієнт температури

Сухоадіабатичним градієнтом називається вертикальний градієнт температури, який характеризує швидкість змінення температури в ізольованому об'ємі повітря при його вертикальних рухах.

Знайдемо чому дорівнює сухоадіабатичний градієнт.

Із першого принципу термодинаміки для адиабатичного процесу маємо

$$dT_i = \frac{R_c}{c_p} T_i \frac{dp}{p}. \quad (1.26)$$

За визначенням сухоадіабатичний градієнт γ_a є

$$\gamma_a = -\frac{dT_i}{dz}. \quad (1.27)$$

Якщо мати на увазі цю формулу, то рівняння (1.26) дає

$$\gamma_a = -\frac{R_c T_i}{c_p p} \frac{dp}{dz}. \quad (1.28)$$

Але за основним рівнянням статки атмосфери

$$\frac{dp}{dz} = -\frac{gp}{R_c T_e}. \quad (1.29)$$

Ураховуючи останнє рівняння, отримаємо

$$\gamma_a = \frac{g}{c_p} \frac{T_i}{T_e} \quad (1.30)$$

Температури повітря частки T_i та оточуючого повітря T_e беруться за шкалою Кельвіна. Тому можна прийняти, що $T_i/T_e \cong 1$

Отже,

$$\gamma_a = \frac{g}{c_p}. \quad (1.31)$$

Величини, що входять до формули (1.31.) – сталі. Тому γ_a - теж стала.

Знайдемо її значення. Оскільки $g = 9,806 \text{ м} \cdot \text{с}^{-2}$, а $c_p = 1006 \text{ Дж} \cdot \text{кг} \cdot \text{К}^{-1} = 1006 \text{ м}^2 \text{с}^{-2} \text{К}^{-1}$, то

$$\gamma_a = \frac{9,806}{1006} \text{К} \cdot \text{м}^{-1} = 9,8 \cdot 10^{-3} \text{К} \cdot \text{м}^{-1} = 0,98 \text{К}/100 \text{м}.$$

Приблизно можна вважати, що $\gamma_a = \frac{1^{\circ} \text{C}}{100 \text{ м}}$ ($1^{\circ} \text{C} = 1 \text{К}$), тобто температура в повітряній частці, що піднімається адіабатично ($dz > 0$), падає приблизно на 1°C на кожні 100 м висоти ($dT_i < 0$).

Проінтегруємо тепер рівняння (1.27) у границях від z_0, T_{i0} , до z, T_i . Отримаємо рівняння, що характеризує закон змінення температури у частці при адіабатичному підйомі її

$$T_i = T_{i0} - 0,01(z - z_0). \quad (1.32)$$

Пряма лінія (1.32) називається сухою адіабатою або графіком стану повітряної частки. Якщо розглядати змінення температури частки у координатах (T, p) , то, як вже зазначалося, рівнянням сухої адіабати є рівняння Пуассона (1.24).

1.3.3 Потенціальна температура

Формула Пуассона зв'язує два основних параметри атмосфери p і T , що характеризують її термодинамічний стан. Порівнюючи термодинамічний стан двох повітряних мас, треба ураховувати обидва ці параметри, що дуже незручно. Тому бажано ввести одну характеристику, яку можна було б використати для цієї мети. Вона називається потенціальною температурою θ . Потенціальною температурою називають температуру, яку прийняла б маса сухого повітря, якби її адіабатично

перемістити з вихідного рівня з тиском p на рівень, де атмосферний тиск дорівнює 1000 гПа.

Розглянемо два стани частки повітря: початкове (T_i, p) й кінцеве $(\theta, 1000 \text{ гПа})$. Оскільки процес адіабатичний, то за рівнянням Пуассона при позначених параметрах стану маємо

$$\theta = T_i \left(\frac{1000}{p} \right)^{\frac{R_c}{c_p}}. \quad (1.33)$$

Визначимо фізичний зміст цієї температури, яка була введена, взагалі кажучи, формально. Для цього прологарифмуємо та продиференціюємо рівняння (1.33)

$$\frac{d\theta}{\theta} = \frac{dT_i}{T_i} - \frac{R_c}{c_p} \frac{dp}{p}. \quad (1.34)$$

Згідно з рівнянням (1.22) права частина (1.34) дорівнює нулю. Тобто

$$d\theta = 0, \quad \theta = \text{const}. \quad (1.35)$$

Це означає, що при адіабатичному процесі потенціальна температура повітряної частки не змінюється, тобто вона є консервативною характеристикою для повітряної маси.

Із рівняння (1.34) легко можна отримати

$$c_p T_i \frac{d\theta}{\theta} = c_p dT_i - R_c T_i \frac{dp}{p}. \quad (1.36)$$

Але права частина цього рівняння є приплив тепла dq . Отже, маємо

$$dq = c_p T_i \frac{d\theta}{\theta}. \quad (1.37)$$

Видно, що коли $d\theta > 0$, то відбувається приплив тепла до об'єму повітря зовні. Звернемося до рівняння (1.36) і розглянемо останній член його правої частини. Очевидно, маючи на увазі основне рівняння статички атмосфери, отримуємо

$$-R_c T_i \frac{dp}{p} = \frac{T_i}{T_e} g dz + g dz - g dz \quad (1.38)$$

або

$$-R_c T_i \frac{dp}{p} = g dz + \frac{g(T_i - T_e)}{T_e} dz. \quad (1.39)$$

Таким чином,

$$c_p T_i \frac{d\theta}{\theta} = c_p dT_i + g dz + \frac{g(T_i - T_e)}{T_e} dz. \quad (1.40)$$

Визначимо суть кожного члену правої частини одержаного рівняння. Вони означають:

$$c_p dT_i = d\chi_i \quad (1.41)$$

змінення тепловмісту, або ентальпії частинки;

$$g dz = d\Phi_i^* \quad (1.42)$$

змінення геопотенціалу (потенціальної енергії) частки;

$$\frac{g(T_i - T_e)}{T_e} dz = dE_i \quad (1.43)$$

змінення енергії нестійкості (докладно вона буде вивчатися пізніше). Отже,

$$c_p T_i \frac{d\theta}{\theta} = d\Pi_i, \quad (1.44)$$

де

$$\Pi_i = \chi_i + \Phi_i^* + E_i \quad (1.45)$$

повна енергія частки одиничної маси. Таким чином, змінення потенціальної температури визначає змінення повної енергії повітряної частки. При адіабатичному процесі

$$d\Pi_i = 0 \quad (1.46)$$

і

$$\chi + \Phi_i^* + E_i = const. \quad (1.47)$$

При адіабатичному переміщенні частки повітря її повна енергія не змінюється.

2. Термодинамічні процеси у вологому повітрі

2.1 Адіабатичний процес у вологому ненасиченому водяною парю повітрі

Не насичене водяною парю повітря, як і сухе повітря, має властивості, близькі до властивостей ідеального газу. Тому можна вважати, що питома теплоємність вологого ненасиченого повітря дорівнює питомій теплоємності сухого повітря ($c_{p_{вл}} = c_p$). Проте водяна пара чинить вплив на густину повітря. Як було визначено при розгляді рівняння стану вологого повітря, цей вплив можна враховувати, застосовуючи

віртуальну температуру T_v . Після цього, перший принцип термодинаміки для вологого ненасиченого повітря можна записати так:

$$dq = c_p dT_{v_i} - R_c T_{v_i} \frac{dp}{p}. \quad (2.1)$$

Як відомо,

$$T_{v_i} = T_i (1 + 0,608 s_i), \quad (2.2)$$

де s_i - масова частка водяної пари. Рівняння першого принципу термодинаміки (2.1) можна записати і так:

$$dq = c_p dT_{v_i} - RT_i \frac{dp}{p},$$

де $R = R_c (1 + 0,608 s_i)$ – питома газова стала для вологого повітря (вона дійсно не є сталою, а залежить від масової частки пари). Оскільки водяна пара перебуває у ненасиченому стані, зміна температури при вертикальних рухах частки не буде приводити до змінювання кількості водяної пари у частці і, таким чином, до змінювання масової частки пари. Тому

$$dT_{v_i} = (1 + 0,608 s_i) dT_i. \quad (2.3)$$

Ураховуючи, що процес відбувається адіабатично, а також рівняння (2.2) і (2.3), приходимо до такої форми рівняння першого принципу термодинаміки для вологого ненасиченого повітря:

$$(1 + 0,608 s_i) c_p dT_i - R_c (1 + 0,608 s_i) T_i \frac{dp}{p} = 0 \quad (2.4)$$

або після скорочення,

$$c_p dT_i - R_c T_i \frac{dp}{p} = 0, \quad (2.5)$$

яке тотожне рівнянню першого принципу термодинаміки при адіабатичному процесі у сухому повітрі (1.22). Отже, термодинамічний процес у ненасиченому вологому повітрі не відрізняється від термодинамічного процесу у сухому повітрі.

2.2 Потенціальна температура й ентропія

У атмосфері в деяких випадках при змінюванні стану системи відбувається виділення значної кількості тепла. Як яскравий приклад такого процесу може розглядатися процес конденсації в атмосфері водяної пари. У цих випадках може здійснюватись перехід внутрішньої енергії у

механічну. При вивченні таких переходів треба застосовувати висновки другого принципу термодинаміки.

Як відомо, для обернених замкнених процесів інтеграл від зведеної кількості тепла дорівнює нулю, тобто

$$\oint \frac{dq}{T} = 0. \quad (2.6)$$

У випадку оберненого процесу значення інтегралу не залежить від шляху, по якому проходить процес. Отже, при переході від стану А в інший стан В інтеграл $\int_A^B \frac{dq}{T}$ не залежить від шляху переходу, а визначається тільки початковим і кінцевим станом тіла. Звідси випливає, що існує фізична величина φ , різниця значень якої у стані А (φ_A) і у стані В (φ_B) дорівнює сумі зведених кількостей теплоти для всілякого оберненого процесу, що здійснюється між станами А і В, тобто

$$\varphi_A - \varphi_B = \int_A^B \frac{dq}{T}. \quad (2.7)$$

Фізична величина φ , що має сенс функції стану, називається ентропією. Інтеграл (2.7) характеризує лише змінення ентропії. Сама ентропія стану визначається тільки з точністю до деякої постійної величини

$$\varphi = \int \frac{dq}{T} + \varphi_0, \quad (2.8)$$

де φ_0 - ентропія в певному стані, який вибирається за початковий.

Диференціал (2.8) дорівнює

$$d\varphi = \frac{dq}{T}. \quad (2.9)$$

За першим принципом термодинаміки dq визначається рівнянням (1.10).

Тоді

$$d\varphi = c_p \frac{dT_i}{T_i} - R_c \frac{dp}{p}. \quad (2.10)$$

Інтеграл від співвідношення (2.10) дає ентропію для сухого повітря

$$\varphi = c_p \ln T_i - R_c \ln p + \varphi_0. \quad (2.11)$$

Ентропію можна виразити і через потенціальну температуру. Дійсно, якщо урахувати формулу (1.37), то рівняння (2.9) дає

$$d\varphi = c_p \frac{d\theta}{\theta} \quad (2.12)$$

звідки

$$\varphi = c_p \ln \theta + const. \quad (2.13)$$

Отже, ентропія сухого повітря пропорційна логарифму потенціальної температури. Оскільки для оберненого адіабатичного процесу потенціальна температура не змінюється, то його ентропія постійна. Такі процеси називають ізоентропічними.

Отримані співвідношення виявляються справедливими для сухого або вологого насиченого водяною паром повітря.

2.3 Залежність парціального тиску насиченої водяної пари від температури

Вода має дуже важливу властивість. Як вже відзначалося, при даній температурі існує деякий граничний тиск водяної пари, який не може бути перевищений. Спроба перевищити цей тиск приводить до того, що відповідна частина молекул пари переходить у рідкий стан, тобто відбувається конденсація водяної пари. Як вже визначалось, найбільше значення тиску водяної пари E , можливе при даній температурі, називається тиском насичення або тиском насиченої водяної пари. До цієї пори, доки парціальний тиск e менший від тиску насичення ($e < E$), відбувається процес випаровування води. При $e < E$ вода знаходиться з паром у стані рухливої рівноваги. Це означає, що кількість молекул, що залишають поверхню води, дорівнює кількості молекул, які повертаються у рідину. Нерівність $e < E$ відноситься до умови конденсації водяної пари.

Розглянемо випадок рівноваги водяної пари відносно поверхні води ($e < E$). Будемо вважати, що всі зміни (переходи) відбуваються повільно. Тому термодинамічна рівновага не порушується. Нехай, припустимо, ми маємо перехід від стану А (вода) у стан В (водяна пара).

При фазових переходах виявляється справедливим перший принцип термодинаміки. Запишемо його відносно водяної пари

$$u dq = du + edV. \quad (2.14)$$

Введемо поняття термодинамічного потенціалу

$$\Phi = u + eV - T\varphi, \quad (2.15)$$

де u - внутрішня енергія, V - питомий об'єм, φ - ентропія.

При обернених процесах справедливою виявляється формула (2.9). Застосуємо її до рівняння першого принципу термодинаміки (2.14)

$$Td\varphi = du + edV \quad (2.16)$$

або

$$du + edV - Td\varphi = 0 \quad (2.17)$$

Процес переходу з одного фазового стану до іншого відбувається при $e = const$ і $T = const$, якщо він рівноважний. Проінтегруємо при цих умовах рівняння (2.9). Будемо мати:

$$\int_A^B dq = \int_A^B Td\varphi = T(\varphi_B - \varphi_A). \quad (2.18)$$

Оскільки для насиченої пари

$$dq = du + EdV, \quad (2.19)$$

то інтеграл від рівняння (2.19) дає

$$\int_A^B dq = u_B - u_A + E(V_B - V_A). \quad (2.20)$$

Отже, маємо

$$u_A + EV_A - T\varphi_A = u_B + EV_B - T\varphi_B. \quad (2.21)$$

Повертаючись до формули (2.15), можемо зробити висновок, що при переході від пари до води термодинамічний потенціал не змінюється

$$\Phi_A = \Phi_B = \Phi = const. \quad (2.22)$$

Будемо тепер збільшувати температуру до $T + dT$. При цьому будемо мати прирощення тиску насичення $E + dE$ та термодинамічного потенціалу $\Phi + d\Phi$. Оскільки при фазових переходах термодинамічний потенціал зберігає своє значення, то

$$\Phi_A + d\Phi_A = \Phi_B + d\Phi_B \quad (2.23)$$

або, враховуючи (2.22)

$$d\Phi_A = d\Phi_B. \quad (2.24)$$

Знайдемо диференціал рівняння (2.15)

$$d\Phi = du + EdV + VdE - \varphi dT - Td\varphi \quad (2.25)$$

і використаємо рівняння (2.17). Отримаємо

$$d\Phi = VdE - \varphi dT, \quad (2.26)$$

що при умові (2.24) дає

$$V_A dE - \varphi_A dT = V_B dE - \varphi_B dT. \quad (2.27)$$

Звідси

$$\frac{dE}{dT} = \frac{\varphi_B - \varphi_A}{V_B - V_A}. \quad (2.28)$$

Але відповідно до формули (2.18)

$$\varphi_B - \varphi_A = \frac{1}{T} \int_A^B dq = \frac{L}{T}, \quad (2.29)$$

де L - прихована питома теплота пароутворення.

Отже,

$$\frac{dE}{dT} = \frac{L}{T(V_B - V_A)}. \quad (2.30)$$

Рівняння (2.30) називається рівнянням Клаузіуса-Клапейрона. Питомий об'єм водяної пари, очевидно, значно більший, ніж питомих об'єм води ($V_B \gg V_A$). Тому можна припустити, що $V_B - V_A \approx V_B = V_n$. Згідно з рівнянням стану для водяної пари у стані насичення ($e = E$)

$$V_n = \frac{R_n T}{E}. \quad (2.31)$$

Ураховуючи всі ці факти, приходимо до такої форми рівняння Клаузіуса-Клапейрона:

$$\frac{dE}{dT} = \frac{LE}{R_n T^2}. \quad (2.32)$$

Рівняння Клаузіуса-Клапейрона описує залежність тиску насиченої пари від температури. Прихована питома теплота пароутворення – це кількість тепла, яке необхідно витратити, щоб перевести один кілограм води у пару. Вона також залежить від температури. Ця залежність має вид

$$L = L_0 - 2,72 t, \quad (2.33)$$

де t - температура у шкалі Цельсія, $L_0 = 2500$ кДж·кг⁻¹ – прихована питома теплота при $t = 0^\circ \text{C}$. При температурах, що спостерігаються в атмосфері,

$\frac{L}{L_0}$ не перевищує 5%. Тому можна з достатнім ступенем точності вважати,

що $L = L_0 = \text{const}$.

2.4 Вологоадіабатичний процес. Вологоадіабатичний градієнт температури

Вологоадіабатичним називається адіабатичний процес, що відбувається у вологому насиченому повітрі. Він супроводжується конденсацією водяної пари або випаровуванням крапель води. На рис. 2.1 схематично зображується крива стану частки вологого повітря при її підняттях вгору. Як видно, термодинамічні процеси у вологому

ненасиченому і насиченому повітрі суттєво відрізняються. Якщо частка ненасиченого повітря адіабатично підіймається вгору, то, як вже відзначалося, завдяки роботі супроти сил тиску знижується внутрішня енергія частки і температура її зменшується. Швидкість падіння температури з висотою характеризується сухоадіабатичним градієнтом γ_a . Падіння температури приводить до зменшення тиску насичення при умові, що концентрація водяної пари в частці залишається постійною, тобто $S = const$. За рахунок цього, збільшується відносна вологість до тієї пори, доки вона не стане дорівнювати 100%. Рівень z_k , де це відбувається, називається рівнем конденсації.

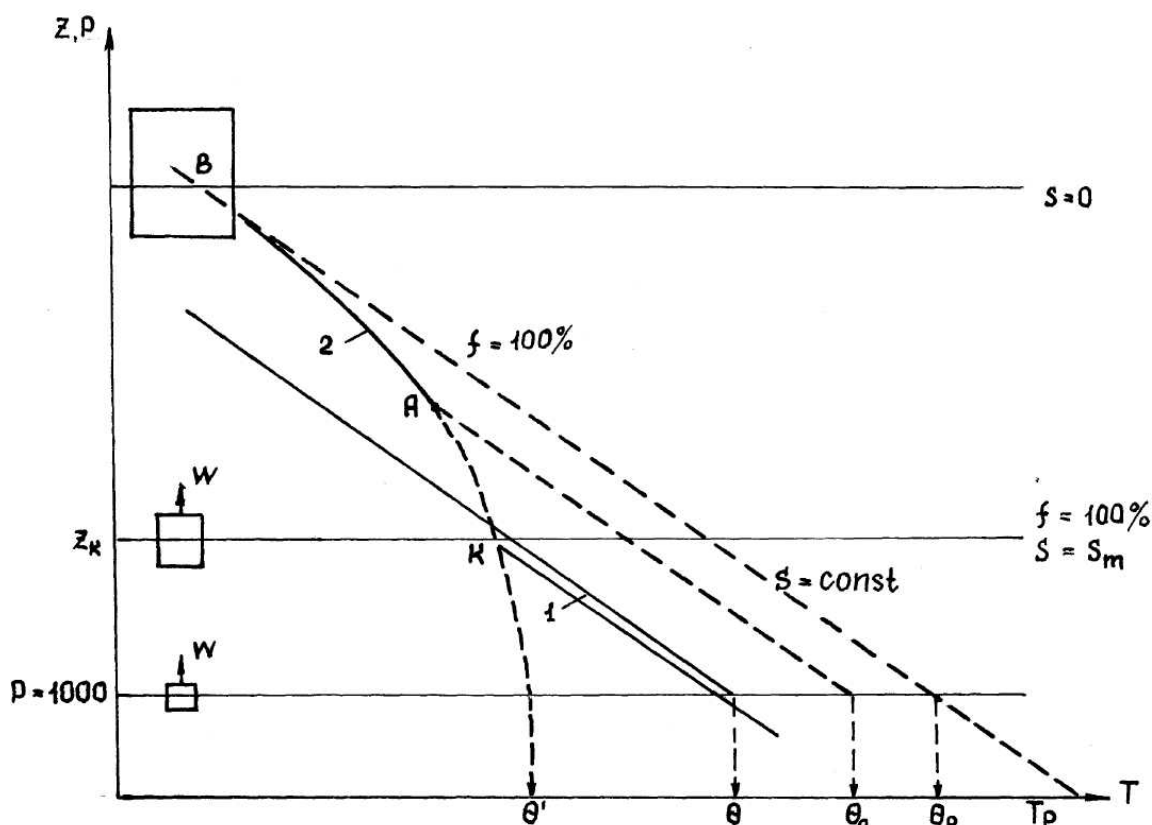


Рис. 2.1 – Адіабатичний процес в атмосфері
 ОКAB – крива стану частки повітря,
 1 – суха адіабата, 2 – волога адіабата,
 z_k – рівень конденсації

Подальше підняття частки і падіння температури приводить до конденсації водяної пари у частці. При цьому, термодинамічний процес описується першим принципом термодинаміки для насиченого вологою повітря.

$$dq = c_p dT_i + RT_i \frac{dp}{p} + LdS_m, \quad (2.34)$$

де S_m - масова частка насиченої водяної пари, R - питома газова стала вологого повітря. Останній член рівняння (2.34) характеризує заховане тепло випаровування (конденсації). При адіабатичному процесі $dq = 0$, і рівняння першого принципу термодинаміки приймає вид:

$$c_p dT_i - RT_i \frac{dp}{p} + L dS_m = 0. \quad (2.35)$$

Згідно з першим принципом термодинаміки конденсація водяної пари вище рівня конденсації супроводжується виділенням тепла у частці, і втрати внутрішньої енергії за рахунок роботи на об'ємне розширення частково компенсуються теплом конденсації. Це приводить до того, що падіння температури на одиницю висоти у частці при вологоадіабатичному процесі виявляється меншим, ніж при сухоадіабатичному процесі. При цьому, в результаті конденсації масова частка водяної пари з висотою зменшується до тих пір, доки вся пара не сконденсується. Відносна вологість залишається постійною і дорівнює 100%. Крива стану насиченої частки називається вологою адіабатою, а змінення температури частки на одиницю висоти – вологоадіабатичним градієнтом температури γ'_a .

Важливою умовою, що накладається на вологоадіабатичний процес, є умова щодо збереження всієї сконденсованої вологи у частці. Тому вологоадіабатичний процес є процес обернений. Це означає, що при опусканні частки її температура буде збільшуватись згідно з тією ж вологою адіабатою до рівня конденсації, потім з сухою адіабатою. Краплі сконденсованої вологи будуть випаровуватись, так щоб відносна вологість залишалась 100%, масова частка водяної пари буде залишатись постійною, а відносна вологість – зменшуватись. Остаточні вихідні положення характеристики частки повітря будуть такими ж, як до початку підняття.

Знайдемо вологоадіабатичний градієнт температури. Для цього замість dp у рівнянні (2.34) запишемо його значення із основного рівняння статички і поділимо це рівняння на $c_p dz$.

Будемо мати

$$\gamma'_a = -\frac{dT_i}{dz} = \frac{q}{c_p} \frac{T_i}{T_e} + \frac{L}{c_p} \frac{dS_m}{dz}. \quad (2.36)$$

Перший член правої частини рівняння (2.35) є не що інше, як γ_a . Отже,

$$\gamma'_a = \gamma_a + \frac{L}{c_p} \frac{dS_m}{dz}. \quad (2.37)$$

Раніше відзначалося, що вологоадіабатичне підняття об'єму повітря супроводжується зменшенням насичуючої масової частки пари із-за

конденсації пари, тобто $\frac{dS_m}{dz} < 0$. Завдяки цьому, вологоадіабатичний градієнт має менше значення абсолютної величини, ніж сухоадіабатичний ($\gamma'_a < \gamma_a$). Крім того, оскільки при підйомі об'єму повітря водяна пара безперервно конденсується, тобто її залишається все менше і менше, то чим більший рівень досягає об'єму повітря, тим менше на одиницю висоти зконденсується водяної пари, тим менше виділяється тепла і тим менше значення буде мати модуль другого члену рівняння (2.37). Отже, з висотою вологоадіабатичний градієнт наближається до сухоадіабатичного. Вони зрівнюються, коли вся водяна пара, що містилася в об'ємі, сконденсується. Оскільки з висотою змінюється атмосферний тиск і температура повітря, вологоадіабатичний градієнт залежить від означених параметрів атмосфери. Знайдемо цю залежність.

Як відомо, насичуюча масова частка є функцією тиску насиченої пари й атмосферного тиску

$$S_m = 0,622 \frac{E}{p}. \quad (2.38)$$

Логарифмічна похідна від цього співвідношення має вигляд

$$\frac{1}{S_m} \frac{dS_m}{dz} = \frac{1}{E} \frac{dE}{dz} - \frac{1}{p} \frac{dp}{dz}. \quad (2.39)$$

Звідси

$$\frac{dS_m}{dz} = 0,622 \frac{E}{p} \left[\frac{1}{E} \frac{dE}{dz} - \frac{1}{p} \frac{dp}{dz} \right]. \quad (2.40)$$

Розділимо і помножимо перший член правої частини на dT_i і застосуємо до другого члену основне рівняння статички і рівняння стану. Оскільки $-\frac{dT_i}{dz} = \gamma'_a$ (розглядається вологоадіабатичний процес), то маємо

$$\frac{dS_m}{dz} = 0,622 \frac{E}{p} \left[\frac{g}{RT_e} - \frac{\gamma'_a}{E} \frac{dE}{dT_i} \right]. \quad (2.41)$$

Підставимо тепер рівняння (2.41) в формулу (2.37) і замість $\frac{dE}{dT_i}$ - формулу

Клаузіуса-Клапейрона (2.32).

Після деяких нескладних перетворень прийдемо до рівняння

$$\gamma'_a = \gamma_a \frac{p + 0,622 \frac{LE}{RT_i}}{p + 0,622 \frac{L^2 E}{R_n c_p T_i^2}}. \quad (2.42)$$

У табл. 2.1 приводяться значення вологоадіабатичного градієнта температури ($^{\circ}\text{C}/100\text{м}$) при різних значеннях тиску і температури.

Таблиця 2.1 – Залежність γ'_a ($^{\circ}\text{C}/100\text{м}$) від T і p

P, гПа	$t^{\circ}\text{C}$					
	-60	-40	-20	0	20	40
1000	1,00	0,98	0,88	0,66	0,44	0,31
800	1,00	0,97	0,85	0,62	0,40	0,29
600	1,00	0,96	0,82	0,55	0,36	0,27
400	0,99	0,94	0,75	0,47	0,31	0,24
200	0,98	0,89	0,61	0,35	0,25	0,20
100	0,97	0,80	0,46	0,27	0,20	0,16

Як видно, найменші значення γ'_a має при високих температурах (коли великі значення мають S і E) та при малих значеннях тиску. З падінням температури γ'_a збільшується й при низьких температурах, коли малі значення має вологовміст, γ'_a наближається до γ_a .

2.5 Псевдоадіабатичний процес

Поряд з вологоадіабатичним процесом, який характеризується тим, що вся волога, яка конденсується при підйомі ізольованого об'єму вологого повітря, залишається в об'ємі, існує поняття псевдоадіабатичного процесу. Псевдоадіабатичним називається адіабатичний процес, що відбувається у вологому насиченому повітрі при умові повного випадіння сконденсованої вологи з об'єму.

Оскільки маса крапель води дуже мала, значної різниці між вологоадіабатичним і псевдоадіабатичним підйомом частки повітря нема. Але вологоадіабатичне опускання суттєво відрізняється від псевдоадіабатичного. Дійсно, при вологоадіабатичному опусканні відбувається процес випаровування деякої кількості крапель при адіабатичному нагріванні повітря, щоб підтримувати весь час до рівня

конденсації стан насичення. Тобто характеристики повітря у частці в деякій точці простору при опусканні будуть точно такими ж, як і при підйомі. Якщо при псевдоадіабатичному процесі сконденсована волога повністю випаде, то повітря стане сухим, і при його опусканні кривою стану частки буде вже не волога, а суха адіабата. Отже, псевдоадіабатичний процес, на відміну від вологоадіабатичного, виявляється не оберненим.

Як зазначалося вище, для сухого або вологого ненасиченого повітря при адіабатичному процесі потенціальна температура не змінюється, тобто вона виявляється консервативною характеристикою повітряної маси. При вологоадіабатичному процесі потенціальна температура для різних точок кривої стану має різне значення. Цей факт підтверджується на рис. 2.1. Введення поняття псевдоадіабатичного процесу дає можливість отримати універсальну консервативну характеристику повітряної маси. Такою характеристикою виявляється псевдо потенціальна температура θ_p .

Псевдо потенціальною температурою називається температура, яку буде мати частка повітря, якщо її після псевдоадіабатичного підйому до повної конденсації водяної пари сухоадіабатично опустити до рівняння 1000 гПа. Рис. 2.1 показує, що псевдопотенціальна температура буде однаковою незалежно від того, яку точку ми візьмемо на кривій стану частки повітря. Це означає, що псевдопотенціальна температура є консервативною характеристикою і сухоадіабатичного, вологоадіабатичного процесів.

Окрім псевдопотенціальної, розглядається псевдо еквівалентна температура вологої частки повітря T_p . Псевдо еквівалентною називається температура, яку буде мати частка, якщо її підняти сухоадіабатично до рівня конденсації, псевдоадіабатично до повної конденсації водяної пари і сухоадіабатично опустити до вихідного рівня.

Псевдоеквівалентну температуру можна розглядати як суму температури T та деякого додатку ΔT_p , який носить назву еквівалентного, тобто

$$T_p = T + \Delta T_p. \quad (2.43)$$

Його спричиняє тепло, що виділилося при конденсації маси s водяної пари. Кількість цього тепла дорівнює Ls . Таким чином,

$$Ls = c_p \Delta T_p. \quad (2.44)$$

Звідки

$$\Delta T_p = \frac{Ls}{c_p}. \quad (2.45)$$

При умові, що $L = 2,5 \times 10^6$ Дж/кг, $c_p = 10^3$ Дж/кг · К,

$$\Delta T_p = 2,5 s$$

і

$$T_p = T + 2,5 s, \quad (2.46)$$

де s в ‰.

Знаючи T_p , можна знайти θ_p за формулою

$$\theta_p = T_p \left(\frac{1000}{p} \right)^{\frac{\alpha-1}{\alpha}}. \quad (2.47)$$

Консервативною характеристикою є і потенціальна температура змоченого термометра θ' . Це температура, яку буде мати волога частка, якщо її вологоадіабатично опустити з рівня конденсації до рівня 1000 гПа.

3 Умови стійкості атмосфери

3.1 Енергія нестійкості

Досі йшлося про температуру та інші характеристики частки повітря, яка адіабатично піднімається чи опускається у нерухомому оточуючому повітрі. Така проста модель іноді називається методом частки. Оточуюче повітря, взагалі кажучи, має температуру, яка відрізняється на одній і тій же висоті від температури частки. Крива, що характеризує розподіл температури повітря в атмосфері, носить назву кривої стратифікації. Дані про розподіл температури в атмосфері можна отримати за допомогою радіозондування. Радіозондування дає можливість, крім того, одержати дані про розподіл такої характеристики вологості повітря, як точка роси. Крива стратифікації та крива точки роси наносяться на діаграму, яка має назву аерологічної діаграми. На ній також наносять криву стану частки. Діаграма будується у такій системі координат: на осі абсцис відкладається температура, на осі ординат – степенева функція тиску

$y \sim \left(p_0^{\frac{\alpha-1}{\alpha}} - p^{\frac{\alpha-1}{\alpha}} \right)$. На бланкові означені такі лінії: ізотерми, ізобари, сухі

адіабати, вологі адіабати, ізограми (криві рівних значень масової частки пари у стані насичення (S_m)). Схематично криві стратифікації і стану частки повітря зображені на рис. 3.1.

Розглянемо частку в нерухомому оточуючому повітрі. Якщо температура частки T_i відрізняється від температури оточуючого повітря T_e , то при одному й тому ж атмосферному тиску густина частки ρ_i буде відрізнятися від густини оточуючого повітря ρ_e . Це приводить до

виникнення архімедової сили A . Отже, на частку будуть діяти дві сили: архімедові і сила ваги Q . При адіабатичному процесі не буде обміну частки з оточуючим повітрям не тільки теплом, а й масою. Тобто маса частки m_i - величина незмінна. Тому відповідно до другого закону механіки

$$m_i \frac{dw_i}{dt} = A - Q. \quad (3.1)$$

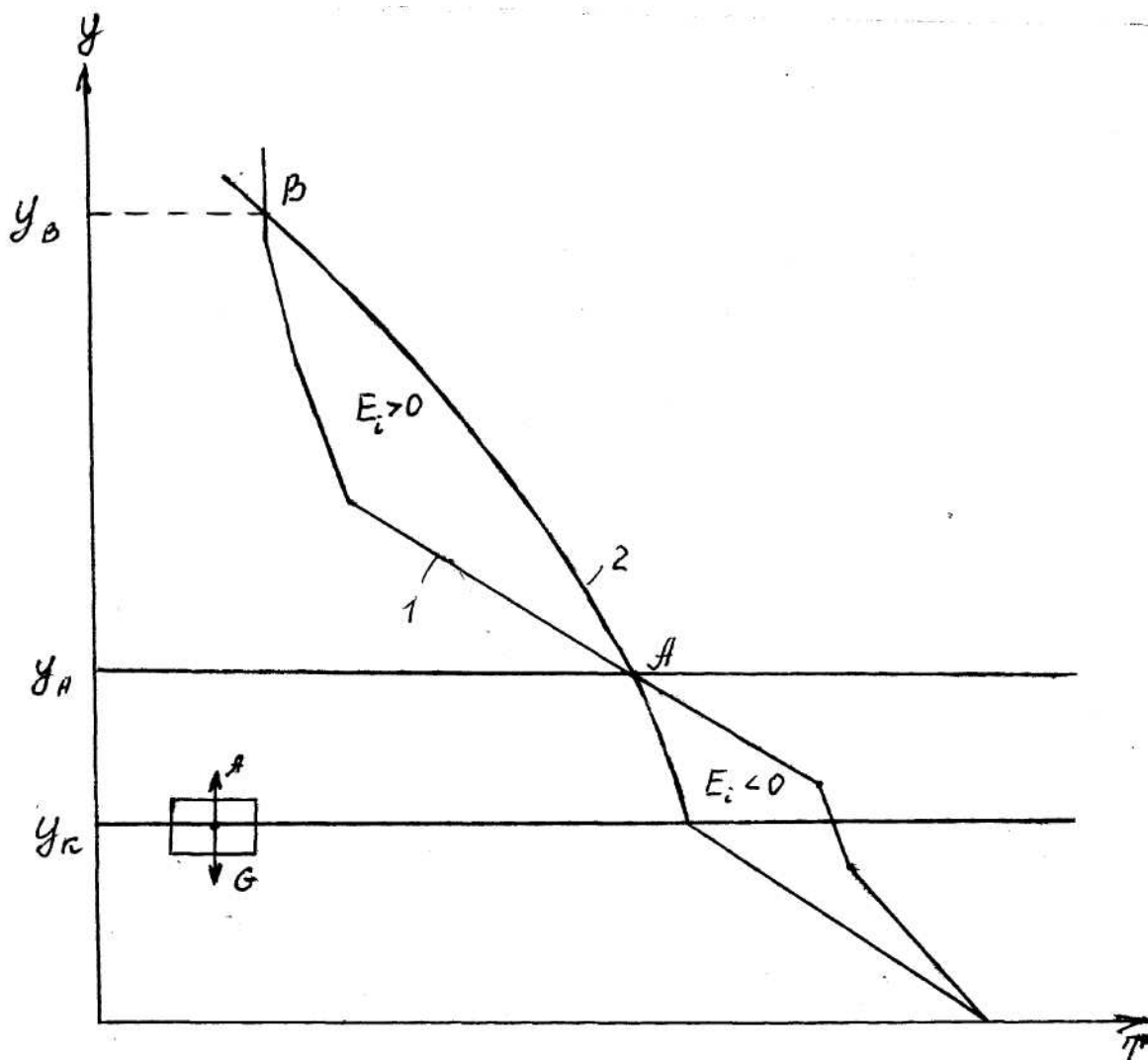


Рис. 3.1 – Енергія нестійкості (1 – крива стратифікації, 2 – крива стану)

Позначимо через m_i масу оточуючого повітря в об'ємі частки.

Тоді

$$A = m_e g = V_i \rho_e g, \quad (3.2)$$

$$Q = m_i g = V_i \rho_i g, \quad (3.3)$$

де V_i - об'єм частки.

Підставимо в рівняння (3.1) значення сил Архімеда й ваги з формул (3.2) і (3.3). Будемо мати

$$\frac{dw_i}{dt} = \frac{\rho_e - \rho_i}{\rho_i} g. \quad (3.4)$$

Формула (3.4) є рівнянням вертикального руху частки. Вона дає підставу зробити висновок про те, що частка буде рухатись з прискоренням $\frac{dw_i}{dt} > 0$ уверх, якщо густина частки менша ніж густина оточуючого повітря. Рівняння (3.4) запишемо в іншій формі. Для цього від густини перейдемо до температури за допомогою рівняння стану. Враховуючи, що стан частки й оточуючого повітря розглядаються на одному рівні ($p_i = p_e = p$), отримаємо

$$\frac{dw_i}{dt} = \frac{T_i - T_e}{T_e} g. \quad (3.5)$$

Отже, частка буде рухатися вверх з прискоренням, коли температура частки більша температури оточуючого повітря ($T_i > T_e$).

Частка повітря, що знаходиться на деякій висоті у нерухомому оточуючому повітрі, володіє запасами енергії. Для характеристики цієї енергії введено поняття енергії нестійкості. Під енергією нестійкості розуміють енергію, яка витрачається або звільняється при переміщенні одиниці маси повітря з одного рівня, де тиск p_0 , на інший рівень з тиском p . Інакше кажучи, це робота, яку може здійснювати підйомна сила.

Розглянемо ліву частину рівняння (3.5). Очевидно,

$$\frac{dw_i}{dt} = \frac{dw_i}{dz} \cdot \frac{dz}{dt} = w_i \frac{dw_i}{dz} = \frac{d}{dz} \left(\frac{w_i^2}{2} \right). \quad (3.6)$$

Величина $\frac{w_i^2}{2}$ - є кінетична енергія одиниці маси повітря E_i , тобто

$$\frac{dw_i}{dt} = \frac{dE_i}{dz}. \quad (3.7)$$

Таким чином, рівняння (3.5) можна переписати у такій формі:

$$dE_i = \frac{T_i - T_e}{T_e} g dz. \quad (3.8)$$

Із основного рівняння статки атмосфери маємо

$$g dz = - \frac{dp \cdot R_c T_e}{p}. \quad (3.9)$$

Тому

$$dE_i = -R_c (T_i - T_e) \frac{dp}{p}. \quad (3.10)$$

Перейдемо у рівнянні (3.10) до другої змінної за допомогою рівняння

$$y = p_0^{\frac{\alpha-1}{\alpha}} - p^{\frac{\alpha-1}{\alpha}}. \quad (3.11)$$

Диференціал його дорівнює

$$dy = -\frac{\alpha-1}{\alpha} p^{\frac{\alpha-1}{\alpha}-1} dp, \quad (3.12)$$

звідки

$$-\frac{dp}{p} = \frac{\alpha}{\alpha-1} \frac{dy}{p^{0,286}}. \quad (3.13)$$

Якщо застосувати отриману формулу до рівняння (3.10), то будемо мати

$$dE_i = B (T_i - T_e) \frac{dy}{p^{0,286}}, \quad (3.14)$$

де

$$B = R_c \frac{\alpha-1}{\alpha}.$$

Проінтегруємо рівняння (3.14) в границях від y_1 до y_2 . Тоді енергія нестійкості буде визначатися такою формулою:

$$E_i = B \int_{y_1}^{y_2} (T_i - T_e) \frac{dy}{p^{0,286}}. \quad (3.15)$$

Під знаком інтегралу множник $\frac{1}{p^{0,286}}$ - масштабний коефіцієнт. Він

характеризує той факт, що при зменшенні тиску одиниці енергії відповідає більша площа на аерологічній діаграмі, оскільки інтеграл має сенс площі криволінійної трапеції, яка утворюється кривими стану і стратифікації між рівнями, яким відповідають ординати y_1 і y_2 . Енергія нестійкості визначається тільки співвідношенням між температурами повітря у частці та у оточуючому повітрі. Якщо $T_i > T_e$, то $E_i > 0$. Тоді ми маємо додатну енергію нестійкості. Це відбувається тоді, коли крива стану на аерологічній діаграмі розташовується праворуч від кривої стратифікації. Навпаки, коли $T_i < T_e$, $E_i < 0$, і ми маємо від'ємну енергію нестійкості. У

цьому разі крива стану розташовується ліворуч від кривої стратифікації. На рис. 3.1 енергія між вихідною точкою і точкою А – від’ємна, між точками А і В – додатна. Рівні, ординати яких на аерологічній діаграмі відповідають ординатам y_A і y_B , називаються рівнями вирівнювання температури (частки і оточуючого повітря).

3.2 Умови вертикальної стійкості атмосфери

У атмосфері, як зазначалось вище, існують вертикальні рухи різних масштабів. Однією з головних причин, які спричиняють вертикальні рухи повітря, є різниця між температурою деякої повітряної частки T_i і температурою оточуючого повітря T_e . Якщо частка під впливом сили плавучості почала рухатися у вертикальному напрямку, то важливим є питання про те, чи буде вона переміщуватися далі з прискоренням, чи швидкість її вертикального руху буде зменшуватись і вона буде прагнути повернутися у вихідне положення. Це залежить від температурної стратифікації атмосфери. Відрізняють три типи стратифікацій: нестійка, байдужа та стійка.

Стан атмосфери, при якому вертикальні рухи розвиваються, тобто повітряна маса, що переміщується по вертикалі, отримує додатне прискорення, яке збігається з напрямком швидкості, називається станом нестійкості. Відповідна температурна стратифікація атмосфери носить назву нестійкої стратифікації. Якщо вертикальні рухи затухають, що відбувається коли повітряна маса отримує від’ємне прискорення, яке має напрямок, протилежний до напрямку швидкості, то такий стан атмосфери називають станом стійкості, а відповідну температурну стратифікацію – стійкою стратифікацією. Нарешті, якщо при вертикальному рухові частка повітря не дістає прискорення, то стан атмосфери називається байдужим, а стратифікація атмосфери – байдужою.

Спочатку розглянемо сухе або вологе ненасичене повітря. Будемо вважати, що температура з висотою в шарі атмосфери Δz змінюється за лінійним законом

$$T_e(z) = T_{e0} - \gamma \Delta z. \quad (3.16)$$

У частці, як відомо, також виконується лінійний закон змінювання температури

$$T_i(z) = T_{i0} - \gamma_a \Delta z. \quad (3.17)$$

T_{e0} і T_{i0} - температури оточуючого повітря і частки на нижній границі шару Δz . Отже,

$$T_i(z) - T_e(z) = T_{i0} - T_{e0} + (\gamma - \gamma_a) \Delta z. \quad (3.18)$$

Підставимо отримане співвідношення до формули (3.5) Будемо мати

$$\frac{dw_i}{dt} = g \frac{T_{i0} - T_{e0}}{T_e} + g \frac{\gamma - \gamma_a}{T_e} \Delta z. \quad (3.19)$$

Рівняння (3.19) показує, що вертикальне прискорення частки обумовлюється двома фізичними механізмами, яким відповідають складові його правої частини: перегрів частки відносно оточуючого повітря та стан стійкості атмосфери. Перегрів частки, що утворює силу плавучості, характеризується різницею температур $T_{i0} - T_{e0}$ на вихідному рівні, стан стійкості атмосфери залежить від співвідношення між кривими стратифікації та стану, яке залежить від різниці між вертикальними градієнтами $\gamma_a - \gamma$.

Позначимо прискорення частки, що характеризується формулою (3.19), таким чином:

$$\frac{dw_i}{dt} = \left. \frac{dw_i}{dt} \right|_{z=z_0} + \left. \frac{dw_i}{dt} \right|_{\Delta z}. \quad (3.20)$$

Перший член правої частини рівняння (3.20) позначає прискорення частки на вихідному рівні $z = 0$, а другий член – прискорення в шарі Δz .

Стан стійкості атмосфери, очевидно, відповідає другому члену правої частини рівняння (3.20), тобто

$$\left. \frac{dw_i}{dt} \right|_{\Delta z} = g \frac{\gamma - \gamma_a}{T_e} \Delta z. \quad (3.21)$$

Отже стан стійкості шару Δz атмосфери характеризується співвідношенням між вертикальним градієнтом температури повітря у цьому шарі й сухоадіабатичним градієнтом. Розглянемо три можливі випадки:

а) $\gamma > \gamma_a$. Цьому співвідношенню відповідає $\left. \frac{dw_i}{dt} \right|_{\Delta z} > 0$. Це

означає що в оточуючому повітрі температура змінюється з висотою швидше, ніж у частці, тобто у шарі Δz температура частки буде весь час більша, ніж в оточуючому повітрі, що і спричиняє додатне прискорення частки. Як було визначено, такий стан атмосфери відноситься до стану нестійкості (нестійка стратифікація).

б) $\gamma < \gamma_a$. Із формули видно, що у цьому випадку $\left. \frac{dw_i}{dt} \right|_{\Delta z} < 0$. Таке

співвідношення між градієнтами температури свідчить про те, що у шарі Δz оточуючого повітря температура зменшується повільніше, ніж у частці. На деякій висоті частка стає й буде залишатися холоднішою, ніж оточуюче повітря, що приведе до виникнення від'ємної плавучості, тобто до

від'ємного прискорення. Позначене співвідношення між градієнтами температури відноситься до стану стійкості атмосфери (стійка стратифікація).

в) $\gamma = \gamma_a$. При цьому, очевидно, $\left. \frac{dw_i}{dt} \right|_{\Delta z} = 0$. Температура у частці

та в оточуючому повітрі змінюється у шарі Δz з однаковою швидкістю. Повітря, яке оточує частку, не впливає на поведінку частки, тобто виявляється до неї байдужим. Таке співвідношення градієнтів температури характеризує байдужий стан атмосфери (байдужа стратифікація атмосфери). На рис. 3.2 показані зазначені типи стратифікацій при умові, що на вихідному рівні температура частки дорівнює температурі оточуючого повітря. Лінії з ознаками $\gamma = 0$ і $\gamma < 0$ відносяться відповідно до ізотермії та інверсії. Як перша, так і друга стратифікації характеризують дуже стійкий стан атмосфери.

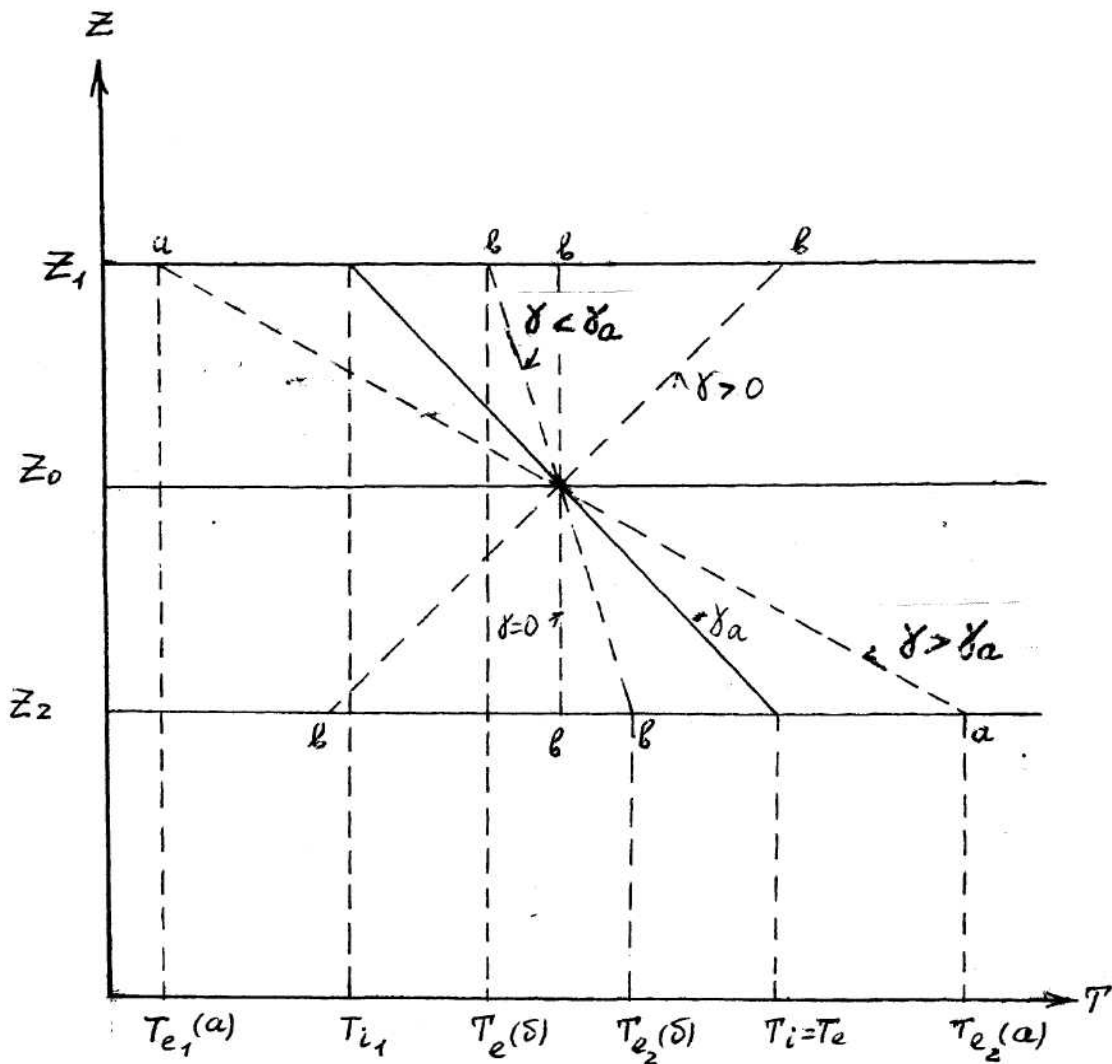


Рис. 3.2 – Типи стратифікації (а – нестійка стратифікація, в – стійка стратифікація)

Розглянемо, як змінюється з висотою потенціальна температура в зазначених типах стійкості атмосфери. Для цього знайдемо логарифмічну похідну від рівняння (1.33). Будемо мати

$$\frac{1}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{R_c}{c_p} \frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial z}. \quad (3.22)$$

При цьому індекс «і» випускається тому, що розглядається змінення потенціальної температури в атмосфері. Використаємо у другому члені правої частини рівняння (3.22) основне рівняння статички. Тоді будемо мати, оскільки $-\frac{\partial T}{\partial z} = \gamma$,

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\theta}{T} (\gamma_a - \gamma). \quad (3.23)$$

Для стану нестійкості атмосфери, як було показано, $\gamma > \gamma_a$. При цьому, очевидно, $\frac{\partial \theta}{\partial z} < 0$. Це означає, що при нестійкій стратифікації атмосфери потенціальна температура повітря зменшується з висотою.

У стані стійкості атмосфери $\gamma < \gamma_a$ і $\frac{\partial \theta}{\partial z} > 0$, тобто потенціальна температура при стійкій стратифікації атмосфери збільшується з висотою. Нарешті, коли $\gamma = \gamma_a$, $\frac{\partial \theta}{\partial z} = 0$, $\theta = const$. Це означає, що у стані байдужості потенціальна температура в атмосфері не змінюється.

Зазначені співвідношення між градієнтами температури, а також характер змінення потенціальної температури в атмосфері, розглядаються як критерії стану стійкості сухого або вологого ненасиченого повітря.

Розглянутий метод аналізу стану стійкості атмосфери дає змогу з'ясувати умови розвивання вертикальних рухів, що обумовлюються тепловою конвекцією, і носить назву метода частки (як і при аналізі енергії нестійкості), оскільки він ґрунтується на розгляданні змінення температури окремої частки при її вертикальних рухах.

Умови розвивання вертикальних рухів в атмосфері у випадку вологого насиченого повітря можна вивести, якщо порівнювати криву стратифікації з кривою стану вологого повітря, тобто з вологою адіабатою, яку характеризує вологоадіабатичний градієнт γ'_a . Як і для сухої частки, стан буде стійким, коли $\gamma' < \gamma_a$; нестійким, якщо $\gamma' > \gamma_a$ та байдужим при $\gamma' = \gamma'_a$.

Пам'ятаючи, що завжди $\gamma_a > \gamma'_a$, можна об'єднати критерії стану стійкості для сухої і вологої мас повітря. У такій постановці виникають п'ять типів стратифікації:

- а) $\gamma > \gamma_a$ - сухо – й вологонестійка або абсолютно нестійка стратифікація;
- б) $\gamma = \gamma_a$ - сухобайдужа і вологонестійка стратифікація;
- в) $\gamma'_a < \gamma < \gamma_a$ - сухостійка і вологонестійка стратифікація;
- г) $\gamma = \gamma'_a$ - вологобайдужа і сухостійка стратифікація;
- д) $\gamma < \gamma'_a$ - волого – і сухостійка або абсолютно стійка стратифікація.

Слід підкреслити, що при підйомі великих об'ємів повітря стан стійкості атмосфери може суттєво змінюватися. Розглянемо деякі випадки таких процесів (рис. 3.3).

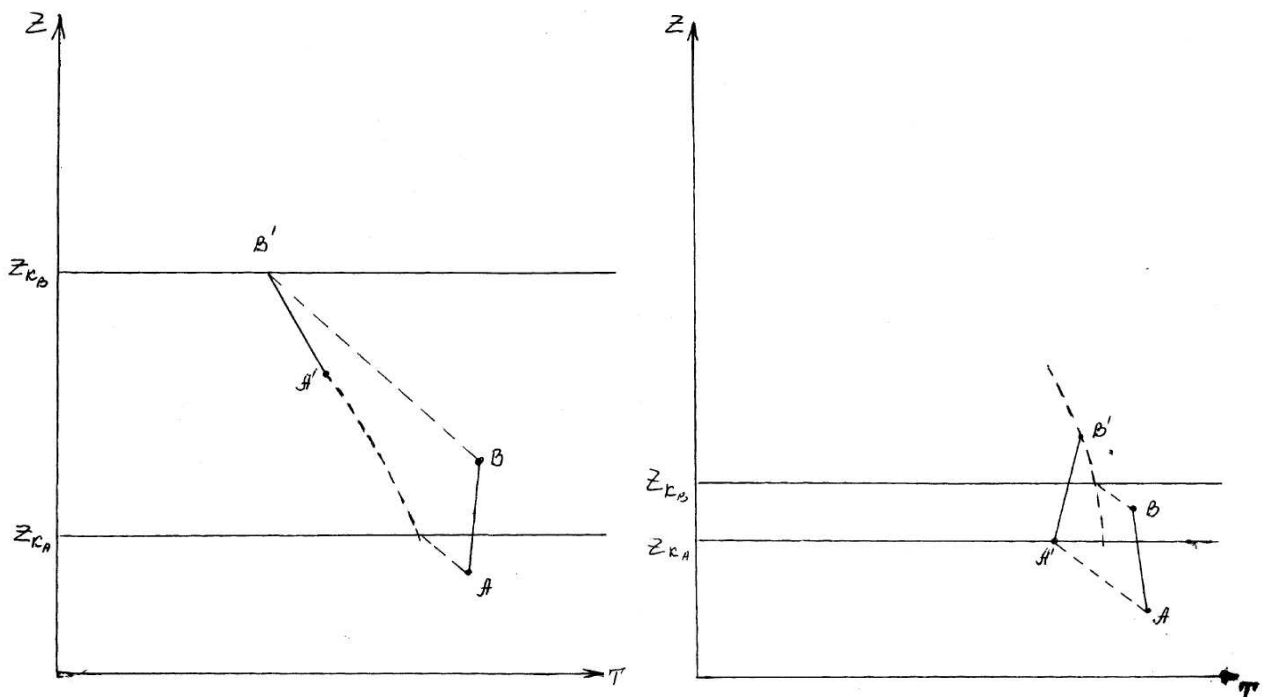


Рис. 3.3 – Приклади зміння стратифікації при підйомі великих об'ємів повітря

Нехай відносна вологість у нижній частині шару повітря (точка А) значно більша, ніж у верхній його частині. Тоді при вертикальному підйомі шару температура нижньої частини буде змінюватися згідно з сухою адіабатою до рівня конденсації z_{KA} , а потім з вологою адіабатою, і стан нижньої частини шару буде характеризуватися точкою A' . Температура верхньої частини об'єму буде змінюватися відповідно до сухої адіабати BB' до рівня конденсації z_{KB} . Таким чином, якщо до підйому шар мав ізотермічну стратифікацію, тобто дуже стійку, то після підйому на деяку висоту його стратифікація стала менш стійкою. Навпаки, коли відносна вологість повітря у верхній частині шару значно перевищує

відносну вологість нижньої частини, то при підйомі шару повітря стратифікація у шарі змінюється на більш стійку.

Метод частки має важливий недолік. Він полягає у тому, що оточуюче повітря розглядається нерухомим. Але в атмосфері поряд з висхідними спостерігаються й компенсаційні низхідні рухи. Вони мають досить великий вплив на стан стійкості атмосфери. Це явище ураховується в моделі вертикальних рухів атмосфери, яка має назву методу шару.

3.3 Критерії нестійкості атмосфери за методом шару

На відміну від методу частки будемо вважати, що поряд з висхідними вертикальними рухами в атмосфері існують і компенсаційні низхідні рухи. Вертикальний підйом та опускання мас повітря відбувається адіабатично. Нехай із деякої висоти z_1 , де температура T_1 , піднімається на висоту z шар повітря одиничної товщини за інтервал часу Δt . На цю ж висоту z опускається деяка маса повітря з висоти z_2 , де температура T_2 . Позначимо через S - площу поперечного перерізу об'єму повітря, ρ - густина повітря, m - його масу, w - вертикальну швидкість, γ - вертикальний градієнт температури. Одним штрихом будемо позначати характеристики повітря, яке піднімається, а двома, що опускається. Запишемо рівняння (3.8) у формі

$$\frac{dE}{dz} = g \frac{T' - T''}{T}, \quad (3.24)$$

де T - температура незбуреного повітря, що знаходиться у стані спокою.

Температура шару, що піднімається, на висоті z дорівнює

$$T' = T_1 - \gamma'(z - z_1), \quad (3.25)$$

а повітря, яке опускається,

$$T'' = T_2 + \gamma''(z_2 - z). \quad (3.26)$$

Очевидно,

$$z - z_1 = w' \Delta t, \quad (3.27)$$

$$z_2 - z = -w'' \Delta t \quad (w'' < 0). \quad (3.28)$$

Тому можна записати

$$T' = T_1 - \gamma' w' \Delta t, \quad (3.29)$$

$$T'' = T_2 + \gamma'' w'' \Delta t. \quad (3.30)$$

Відніmemo від рівняння (3.29) рівняння (3.30). будемо мати

$$T' - T'' = T_1 - T_2 - (\gamma'w' - \gamma''w'')\Delta t. \quad (3.31)$$

Якщо γ - вертикальний градієнт температури у незбуреному повітрі, то

$$T_1 - T_2 = \gamma(z_2 - z_1) = \gamma(z_2 - z + z - z_1) = \gamma(w' - w'')\Delta t. \quad (3.32)$$

Отже,

$$T' - T'' = \left[\gamma - \gamma' + (\gamma'' - \gamma) \frac{w''}{w'} \right] \Delta t w' \quad (3.33)$$

або

$$T' - T'' = \left[\gamma - \gamma' - (\gamma - \gamma'') \frac{w''}{w'} \right] w' \Delta t. \quad (3.34)$$

Відповідно до закону збереження кількості руху

$$m'w' = -m''w''. \quad (3.35)$$

Оскільки $m' = \rho'v' = \rho's'$; $m'' = \rho''s''$, то приймаючи, що густина повітря, яке піднімається та опускається відрізняється незначно ($\rho' \approx \rho''$), за формулою (3.35) маємо

$$\frac{w''}{w'} = -\frac{s'}{s''}. \quad (3.36)$$

Підставимо співвідношення (3.36) у формулу (3.35)

Отримаємо

$$T' - T'' = \left[\gamma - \gamma' + (\gamma - \gamma'') \frac{s'}{s''} \right] (z - z_1). \quad (3.37)$$

Таким чином,

$$\frac{dE}{dz} = \frac{g}{T} \left[\gamma - \gamma' + (\gamma - \gamma'') \frac{s'}{s''} \right] (z - z_1). \quad (3.38)$$

Розглянемо деякі випадки:

а) Повітря, що піднімається та опускається, є сухе або вологе ненасичене. Тоді $\gamma' = \gamma'' = \gamma_a$ і рівняння (3.38) приймає вид

$$\frac{dE}{dz} = \frac{g}{T} (\gamma - \gamma_a) \left[1 + \frac{s'}{s''} \right] (z - z_1). \quad (3.39)$$

Звідси впливають такі критерії термодинамічного стану атмосфери:

при $\gamma > \gamma_a$, $\frac{dE}{dz} > 0$ - стратифікація атмосфери нестійка;

при $\gamma < \gamma_a$, $\frac{dE}{dz} < 0$ - стратифікація атмосфери стійка;

при $\gamma = \gamma_a$, $\frac{dE}{dz} = 0$ - стратифікація атмосфери байдужа.

Отже, у цьому випадку критерії стійкості атмосфери за методом шару повністю збігаються з критеріями, що впливають із методу частки.

б) Повітря, яке піднімається та опускається, - насичене водяною парою. Тоді $\gamma' = \gamma'' = \gamma'_a$, тобто відбувається вологоадіабатичний процес при підйомі та опусканні повітря. Отже

$$\frac{dE}{dz} = \frac{g}{T}(\gamma - \gamma'_a) \left[1 + \frac{s'}{s''} \right] (z - z_1). \quad (3.40)$$

Отримані у цьому випадку критерії стійкості також збігаються з відповідними критеріями стійкості для вологоадіабатичного процесу за методом частки, тобто

при $\gamma > \gamma'_a$, $\frac{dE}{dz} > 0$ - нестійка стратифікація атмосфери;

при $\gamma < \gamma'_a$, $\frac{dE}{dz} < 0$ - стійка стратифікація атмосфери;

при $\gamma = \gamma_a$, $\frac{dE}{dz} = 0$ - байдужа стратифікація атмосфери.

в) Повітря, яке піднімається, насичене водяною парою ($\gamma'_a = \gamma'$); повітря, що опускається, - сухе або вологе ненасичене ($\gamma'' = \gamma_a$).

У цьому разі

$$\frac{dE}{dz} = \frac{g}{T} \left[\gamma - \gamma'_a + (\gamma - \gamma_a) \frac{s'}{s''} \right] (z - z_1). \quad (3.41)$$

Розглянемо можливі випадки. По-перше, може бути таке співвідношення між градієнтами температури: $\gamma > \gamma_a$.

Оскільки $\gamma_a > \gamma'_a$, то $\frac{dE}{dz} > 0$ і, приходимо до критерію абсолютної

нестійкості атмосфери. По-друге, якщо $\gamma < \gamma_a$, то $\frac{dE}{dz} < 0$, тобто ми

отримали критерій абсолютної стійкості атмосфери. Найбільше цікавим є випадок, коли $\gamma'_a < \gamma < \gamma_a$. Тоді перший член у квадратних дужках

додатний, а другий – від'ємний. Отже, знак похідної $\frac{dE}{dz} > 0$ або $\frac{dE}{dz} < 0$,

залежить від співвідношення масштабів мас повітря, що піднімається й опускається. Із рівняння (3.41) видно, що починаючи з деяких відносно

малих масштабів s' повітря яке бере участь у висхідних рухах, $\frac{dE}{dz} > 0$, тобто стратифікація атмосфери виявляється нестійкою. У той же час, при більших його масштабах, коли $\frac{s'}{s''}$ досить велике, $\frac{dE}{dz} < 0$. Отже, в один і той же час атмосфера може бути нестійкою для відносно невеликих об'ємів повітря і стійкою для об'ємів відносно великих. Такий стан атмосфери називають станом селективної нестійкості.

Метод шару, у протилежність методу частки, має більш теоретичне значення, тому що дуже важко визначити у даний момент часу, які масштаби мають об'єми повітря, що приймають участь у висхідних та низхідних рухах. Крім того, треба підкреслити, що як і метод частки, метод шару розглядає адіабатичні процеси. Але адіабатичні моделі – це лише деяке наближення до конвективних рухів, які розвиваються у атмосфері. У дійсності, навіть коли в конвективних рухах приймає участь сухе повітря, процес виявляється неадіабатичним, оскільки між елементом конвекції та оточуючим повітрям відбувається обмін теплом, масою та кількістю руху.

4 Неадіабатична модель конвекції

4.1 Елементи конвекції, ефект затягування

Основою розглянутих моделей вертикальних рухів часток повітря було припущення про відсутність обміну теплом і масою частки з оточуючим її повітряним середовищем. Але у реальних умовах такий процес є неможливим, тобто повітряні частки не можуть бути ізольованими від оточуючого повітря. Це підтверджується результатами експериментальних досліджень. Наприклад, фактична різниця температури повітря, що знаходиться в конвективному елементі, і повітря, яке його оточує, на порядок менша, ніж та яку дають адіабатичні моделі. Верхня границя конвективних хмар розташовується у середньому на 3 км нижче, ніж висота, на якій за методом частки відбувається вирівнювання температури між часткою та оточуючим повітрям.

Існує декілька точок зору на фізичний механізм утворення конвективних рухів та їх характер. Одна з них враховує ярусний характер конвекції. Вона полягає у тому, що літом вранці спочатку відбувається турбулентний перенос тепла та водяної пари у приземному шарі. Розміри турбулентних молів при їх підйомі збільшуються з висотою. На верхній границі приземного шару виникають вихори (струмені) вже досить великого масштабу, які переносять тепло й водяну пару до рівня конденсації. Лише біля нього формуються конвективні елементи, що мають масштаби, близькі до горизонтальних розмірів купчастих хмар.

Авторами цієї гіпотези є відомі російські метеорологи П.А. Молчанов та Е.С. Селезньова.

Інша гіпотеза пояснює механізм конвективних рухів тим, що над неоднорідною земною поверхнею виникають неперервні висхідні потоки у вигляді „труб”. Під впливом вітру ці труби нахиляються або згинаються. Там, де вони досягають рівня конденсації, виникає купчаста хмара приводить. Горизонтальний потік повітря біля земної поверхні в багатьох випадках до відриву струменя від джерела. Виникає деякий об’єм більш теплого повітря, який вільно переміщується у повітряному середовищі. Він носить назву терміка. Конвективні струмені та терміки називають елементами конвекції.

Завдяки експериментальним дослідженням, проведеним Н.І. Вульфсоном, були отримані дані про розподіл в атмосфері конвективних елементів, а також про їх параметри. Середні значення діаметрів елементів конвекції дорівнюють 50-60 м, середня концентрація струменів – 40 на 1 км^2 , терміків – 750. Середні перевищення температури у центрі струменів і терміків – біля $0,2^\circ \text{ C}$. Швидкості вертикальних рухів дорівнюють декільком м/с.

Лабораторні дослідження показують, що термік можна розглядати як бульку більш теплого повітря, передня частина якої має напівсферичну форму, а задня – шлейф відносно холодного повітря. Шлейф є результат змивання у кільватер граничного шару терміка під час його руху в оточуючому повітрі. В свою чергу, при підйомі у кільватері терміка формується аеродинамічна тінь, тобто зона з відносно меншим атмосферним тиском. Завдяки цьому, більш холодне повітря з кільватера затягується у термік. Таким чином реалізується недіабатичність при рухах терміків у повітряному середовищі, завдяки чого відбувається обмін теплом, вологою, масою та кількістю руху між терміком та оточуючим повітрям. Цей процес носить назву процесу затягування.

Кількісна міра процесу затягування характеризується параметром, який носить назву показника затягування.

Нехай при переміщенні терміка з масою m з висоти z на висоту $z + dz$ його маса за рахунок затягування повітря з оточуючого середовища збільшилася на dm . Показником затягування α називається маса затягнутого повітря, що відноситься до одиниці маси терміка і одиниці висоти.

$$\alpha = \frac{1}{m} \frac{dm}{dz}. \quad (4.1)$$

Як показали дослідження, показник затягування для елементів конвекції визначається формулою

$$\alpha = \frac{c}{R}, \quad (4.2)$$

де R - радіус поперечного перерізу конвективного елемента,
 c - безрозмірний коефіцієнт ($c = 0,2$ для струменя, $c = 0,6$ для терміка). Показник зтягування має розмірність m^{-1} і може коливатися у широких границях від 10^{-5} до $10^{-3} m^{-1}$.

4.2 Система рівнянь динаміки терміка

При розгляданні руху терміка в атмосфері треба ураховувати процес зтягування. Він приводить до того, що маса терміка в різних точках траєкторії його центру мас виявляється не однаковою. Отже, ми приходимо до необхідності розглядати рух тіла зі змінною масою. Згідно з законом Мещерського, змінювання кількості руху тіла дорівнює рівнодіючій прикладених сил F

$$\frac{d(mw)}{dt} = F. \quad (4.3)$$

Як було показано вище, на об'єм, який виконує вертикальний рух в оточуючому повітрі, діють дві сили: Архімеда та сила ваги. Сума їх дає так звану силу плавучості, яка дорівнює

$$F = \beta m \Delta T, \quad (4.4)$$

де $\beta = \frac{g}{T_e}$ параметр плавучості, $\Delta T = T_i - T_e$ - перегрів терміка відносно оточуючого повітря. Отже,

$$\frac{d(mw)}{dt} = \beta m \Delta T. \quad (4.5)$$

Перетворимо ліву частину рівняння (4.5). Якщо його про- диференціювати, то прийдемо до рівняння

$$\frac{dw}{dt} = \beta \Delta T - \frac{w}{m} \frac{dm}{dt}. \quad (4.6)$$

Похідні лівої і правої частини рівняння (4.6) помножимо та розділимо на dz . Ураховуючи, що $\frac{dz}{dt} = w$, маємо

$$w \frac{dw}{dz} = \beta \Delta T - w^2 \frac{1}{m} \frac{dm}{dz}. \quad (4.7)$$

Використовуючи визначення параметру затягування (4.1), після елементарних перетворень приходимо до рівняння руху у такій формі:

$$\frac{dw^2}{dz} + 2\alpha w^2 = 2\beta\Delta T. \quad (4.8)$$

У рівнянні (4.8) перегрів терміка ΔT під час його руху змінюється за рахунок теплообміну з оточуючим повітря при реалізації процесу затягування. Тому треба вивести рівняння, яке визначило б за яким законом відбувається це змінювання. Будемо вважати, що повітря у терміку сухе або вологе ненасичене й запишемо відповідне рівняння першого принципу термодинаміки

$$dq = c_p dT_i - R_c T_i \frac{dp}{p}. \quad (4.9)$$

Якщо у термік з температурою T_i при його переміщенні на шляху dz затягується маса повітря dm з температурою T_e , то це приведе до зменшення кількості тепла одиниці маси його повітря на

$$dq = -c_p (T_i - T_e) \frac{dm}{m}. \quad (4.10)$$

Отже, для одиниці часу маємо

$$c_p \frac{dT_i}{dt} - \frac{R_c T_i}{p} \frac{dp}{dt} = -\frac{c_p}{m} (T_i - T_e) \frac{dm}{dt} \quad (4.11)$$

або, якщо замість dp записати його значення за основним рівнянням статички атмосфери і поділити обидві частини (4.11) на c_p , маючи на увазі,

що $\frac{dz}{dt} = W$, то

$$\frac{dT_i}{dt} + \gamma_a W = -(T_i - T_e) \frac{1}{m} \frac{dm}{dt}. \quad (4.12)$$

Поділимо та помножимо члени, що утримують похідні, на dz , додамо і віднімемо в отриманому рівнянні $\frac{dT_e}{dz}$.

Тоді, ураховуючи, що $-\frac{dT_e}{dz} = \gamma$ і $\frac{dz}{dt} = W$, прийдемо до рівняння

$$\frac{d\Delta T}{dz} + \alpha\Delta T + (\gamma_a - \gamma) = 0. \quad (4.13)$$

Таким чином, ми прийшли до системи диференціальних рівнянь

$$\begin{cases} \frac{dW^2}{dz} + 2\alpha W^2 = 2\beta\Delta T, \\ \frac{d\Delta T}{dz} + \alpha\Delta T + \gamma_a - \gamma = 0, \end{cases} \quad (4.14)$$

які описують змінювання з висотою перегріву терміка відносно оточуючого повітряного середовища і вертикальної швидкості його руху. Зрозуміло, йдеться про термік, повітря якого сухе або вологе ненасичене.

4.3 Динаміка сухого терміка при постійному показнику зтягування

4.3.1 Змінювання перегріву терміка

Будемо вважати, що параметр зтягування з висотою не змінюється, а стратифікація шару, у якому відбувається рух терміка, визначається вертикальним градієнтом температури $\gamma = const$. Про інтегруємо рівняння (4.13). Для цього, перш за все, розділимо змінні та виконаємо очевидні перетворення. Будемо мати

$$\frac{d(\alpha\Delta T + \gamma_a - \gamma)}{\alpha\Delta T + \gamma_a - \gamma} = -\alpha dz. \quad (4.15)$$

Запишемо загальний розв'язок цього диференціального рівняння

$$\alpha\Delta T + \gamma_a - \gamma = C_1 e^{-\alpha z} \quad (4.16)$$

або, якщо позначити $C = \frac{C_1}{\alpha}$ і

$$A = \frac{\gamma_a - \gamma}{\alpha}, \quad (4.17)$$

то отримаємо

$$\Delta T = C e^{-\alpha z} - A. \quad (4.18)$$

Для визначення значення сталої інтегрування поставимо таку граничну умову:

$$\text{при } z = 0, \Delta T = \Delta_0 T, \quad (4.19)$$

де $\Delta_0 T$ - початковий перегрів терміка. Тоді маємо для сталої C таке значення

$$C = \Delta_0 T + A. \quad (4.20)$$

Отже, при незмінному показнику затягування перегрів терміка буде змінюватись з висотою за таким законом

$$\Delta T = (\Delta_0 T + A)e^{-\alpha z} - A. \quad (4.21)$$

Із формули (4.21) випливає, що перегрів терміка залежить від початкового перегріву, інтенсивності затягування та температурної стратифікації атмосфери. Знайдемо тепер висоту вирівнювання температури z_T , тобто ту висоту, на якій температура терміка зрівнюється з температурою оточуючого повітря. Щоб отримати цю висоту $z = z_T$, треба у рівнянні (4.21) використати умову $\Delta T = 0$. Тоді будемо мати:

$$z_T = \frac{1}{\alpha} \ln(1 + \alpha z_a), \quad (4.22)$$

де

$$z_a = \frac{\Delta_0 T}{\gamma_a - \gamma}. \quad (4.23)$$

Виявимо сенс параметра z_a . Для цього виконаємо потенціювання рівняння (4.22) з урахуванням формули (4.23). Це дає формулу

$$1 + \alpha \frac{\Delta_0 T}{\gamma_a - \gamma} = e^{\alpha z_T}. \quad (4.24)$$

Параметр α має порядок $\sim 10^{-5} \dots 10^{-3}$. Тому розкладемо експоненту у ряд, обмежившись першими двома членами. Будемо мати таке рівняння:

$$1 + \alpha \frac{\Delta_0 T}{\gamma_a - \gamma} = 1 + \alpha z_T$$

або

$$\Delta_0 T = (\gamma_a - \gamma) z_T. \quad (4.25)$$

Якщо підставити тепер значення $\Delta_0 T = T_{i0} - T_{e0}$, то прийдемо до формули

$$T_{i0} - \gamma_a z_T = T_{e0} - \gamma z_T, \quad (4.26)$$

яка свідчить про те, що z_a має сенс висоти, де відбувається вирівнювання температури $T_i(z_T) = T_e(z_T)$ між терміком та оточуючим повітрям при відсутності затягування, тобто при адіабатичному процесі. До такого ж висновку можна прийти, якщо здійснити граничний перехід у рівнянні (4.22) при $\alpha \rightarrow 0$. Використовуючи правило Лопітала, маємо

$$\lim_{\alpha \rightarrow 0} z_T = \lim_{\alpha \rightarrow 0} \frac{\ln(1 + \alpha z_a)}{\alpha} = \lim_{\alpha \rightarrow 0} \frac{z_a}{1 + \alpha z_a} = z_a. \quad (4.27)$$

Проведемо оцінювання того, у якій мірі ефект зтягування впливає на динаміку терміка на такому прикладі: $\Delta_0 T = 3^\circ\text{C}$, $\alpha = 10^{-3}\text{ м}^{-1}$, $\gamma = 0,7^\circ\text{C}/100\text{ м}$. Розрахунки дають $z_T = 693\text{ м}$, а $z_a = 1000\text{ м}$. Тобто ефект зтягування зменшує висоту вирівнювання температури на 300 м. На рис. 4.1 показано змінювання перегріву терміка при адіабатичному підйомі та при підйомі з ефектом зтягування.

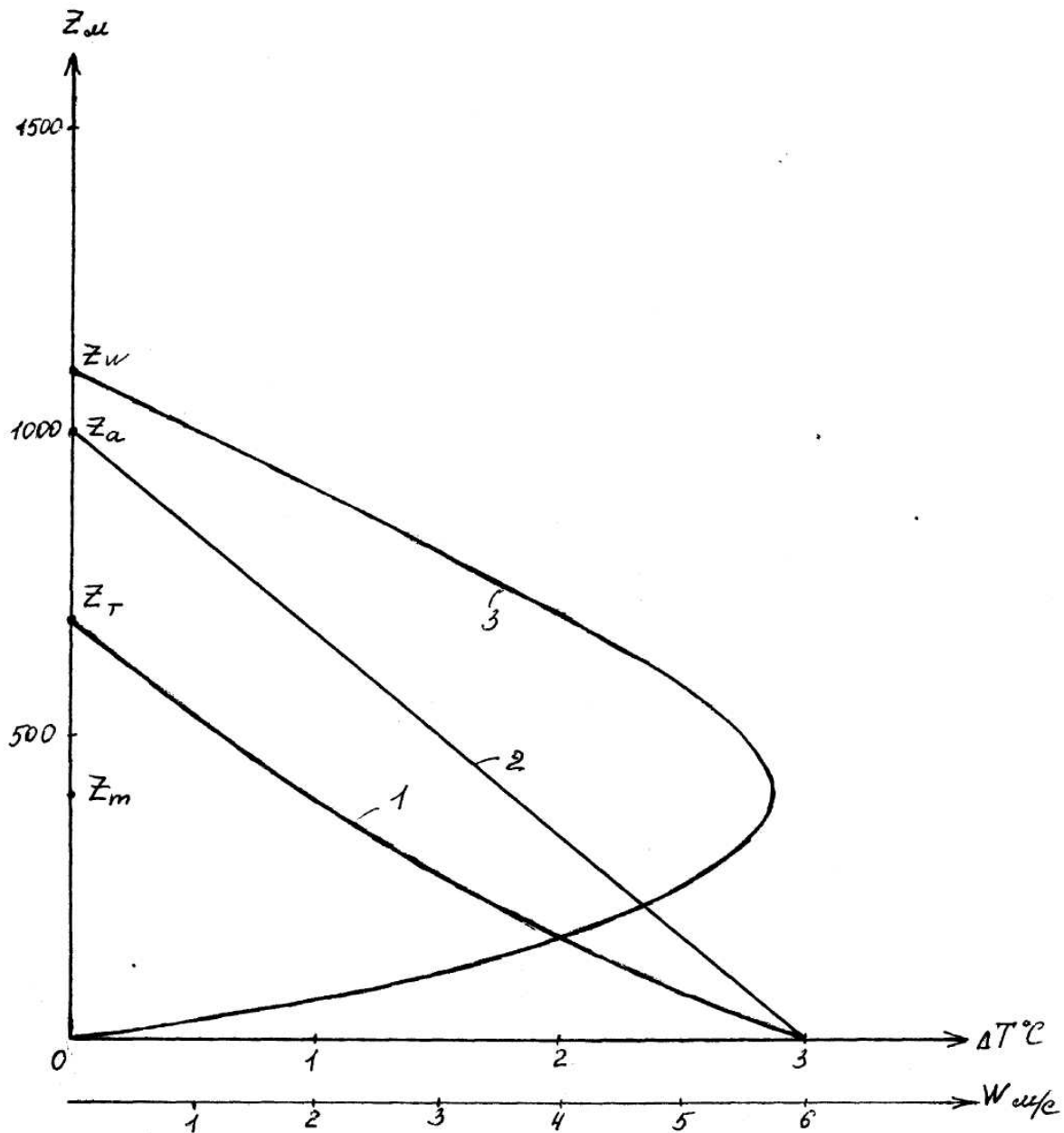


Рис. 4.1 – Змінення з висотою характеристик терміка ($\alpha = const$)
 1 – змінення температури; 2 – змінення температури при адіабатичному процесі; 3 – змінення швидкості підйому терміка

4.3.2 Змінювання швидкості підйому терміка

Знання закону зменшення перегріву терміка з висотою дає можливість приступити до інтегрування рівняння руху терміка (4.8), яке запишемо у такій формі

$$\frac{dW^2}{dz} + 2\alpha W^2 = 2\beta \left[(\Delta_0 T + A)e^{-\alpha z} - A \right]. \quad (4.28)$$

У рівнянні (4.28) замість $\Delta T(z)$ - підставлене його значення із формули (4.21). Диференціальне рівняння (4.28) відноситься до класу лінійних неоднорідних диференціальних рівнянь першого порядку з постійними коефіцієнтами. Його розв'язок має вид

$$W^2 = \frac{2\beta}{\alpha} \left[(\Delta_0 T + A)e^{-\alpha z} - \frac{A}{2} \right] + ce^{-2\alpha z}. \quad (4.29)$$

Для визначення сталої інтегрування c прийемо такі граничні умови:

$$\text{при } z=0, \quad W=0$$

Цим граничним умовам відповідає така формула, що характеризує закон змінювання швидкості підйому терміка:

$$W^2(z, \alpha) = \frac{\beta}{\alpha} \left[2(\Delta_0 T + A)e^{-\alpha z} - (2\Delta_0 T + A)e^{-2\alpha z} - A \right]. \quad (4.30)$$

Із рівняння (4.30) випливає висновок, що швидкість підйому терміка залежить від тих самих фізичних величин, що і його перегрів: початкового перегріву, інтенсивності затягування та стратифікації атмосфери.

Закон змінювання швидкості підйому терміка досить складний. Тому проведемо дослідження отриманої функції $W(z)$. По-перше, знайдемо точку її екстремуму, тобто ту висоту z_m , на якій швидкість підйому терміка досягає максимального або мінімального значення. Для цього, як відомо, треба прирівняти до нуля похідну цієї функції. Будемо мати

$$\frac{dW^2}{dz} = \frac{\beta}{\alpha} \left[-2\alpha(\Delta_0 T + A)e^{-\alpha z} + 2\alpha(2\Delta_0 T + A)e^{-2\alpha z} \right] = 0,$$

звідки

$$z_m = \frac{1}{\alpha} \ln \frac{2\Delta_0 T + A}{\Delta_0 T + A}. \quad (4.31)$$

Досить легко можна показати, що $\frac{d^2W^2}{dz^2} < 0$ у точці z_m , тобто формула (4.31) визначає висоту, де швидкість підйому терміка є максимальною.

Виникає питання, чому дорівнює швидкість підйому терміка у точці її максимуму W_m . Щоб відповісти на нього, треба підставити висоту z_m із формули (4.31) до формули (4.30). При цьому треба згадати про існування основної логарифмічної тотожності $a^{\log_a n} = n$. У результаті після нескладних перетворень отримаємо формулу

$$W_m = \left[\frac{\beta(\Delta_0 T)^2}{\gamma_a - \gamma + 2\alpha\Delta_0 T} \right]^{1/2}. \quad (4.32)$$

По-друге, поставимо задачу знайти ту висоту, на якій швидкість терміка дорівнює нулю. Ця висота називається рівнем конвекції z_W . Така задача, очевидно, розв'язується дуже просто: треба у рівнянні (4.30) припустити, що $W = 0$ і розв'язати отримане при цій умові рівняння відносно z_W . Будемо мати два розв'язки. Перший $z_W = 0$, що відповідає граничній умові, яка вже використовувалась вище, а другий дорівнює

$$z_W = \frac{1}{\alpha} \ln(1 + 2\alpha z_a), \quad (4.33)$$

де z_a визначається формулою (4.23). На основі формули (4.33) можна знайти, чому дорівнює рівень конвекції при адіабатичному процесі, тобто коли процес затягування оточуючого повітря у термік відсутній ($\alpha = 0$). Для цього, очевидно, досить здійснити граничний перехід у рівнянні (4.33) при $\alpha \rightarrow 0$. Будемо мати:

$$z_W = 27a.$$

Отже, при адіабатичному процесі рівень конвекції збігається з рівнем у двічі більшим рівня вирівнювання температури. На аерологічній діаграмі рівень z_a відповідає рівню, де перетинаються крива стратифікації з кривою стану.

При зазначених вище початковому перегріву, інтенсивності затягування та стратифікації маємо: $z_m = 405$ м; $z_W = 1098$ м; $W_m = 5,8$ м/с. На рис. 4.1 міститься крива змінювання швидкості підйому терміка з висотою. Видно, що термік після досягнення висоти, де відбувається вирівнювання температури z_T , за інерцією буде підніматися ще 400 м. Крім того, рівень конвекції при наявності ефекту затягування розташовується нижче, ніж при адіабатичному процесі за методом частки майже на 900 м.

4.4 Рух сухого терміка зі змінним показником зтягування

4.4.1 Модель показника зтягування

При попередніх розгляданнях ми вважали, що інтенсивність зтягування при підйомі терміка весь час однакова. Але в дійсності будуть змінюватися, по-перше, його геометричні і, по-друге, динамічні характеристики. Це приведе до змінювання і маси повітря, яка на одиницю висоти буде зтягуватися у термік з оточуючого середовища, тобто до змінювання показника зтягування. Розглянемо таку модель цього процесу. По-перше, будемо розглядати термік як сферу радіусу R , такого щоб його маса дорівнювала б масі справжнього терміка. Такий радіус носить назву еквівалентного радіуса. Тоді маса терміка дорівнює

$$m = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho_i. \quad (4.34)$$

По-перше, будемо вважати, що еквівалентний радіус терміка змінюється з висотою при його підйомі за лінійним законом

$$R = R_0 + az, \quad (4.35)$$

де R_0 - початковий радіус терміка,

a - коефіцієнт (він може приймати значення у границях 0,20...0,25).

Використовуючи формулу (4.34), знайдемо $\frac{dm}{dz}$. Очевидно,

$$\frac{dm}{dz} = \frac{4}{3} \pi \left[3R^2 \frac{dR}{dz} \rho_i + R^3 \frac{d\rho_i}{dz} \right]. \quad (4.36)$$

Оцінка членів правої частини рівняння (4.36) показує, що другий член на два порядки менший, ніж перший. Тому ним можна знехтувати. Тоді

$$\frac{dm}{dz} = 4\pi R^2 \rho_i \frac{dR}{dz}. \quad (4.37)$$

Якщо тепер підставити рівняння (4.34) і (4.36) до формули (4.1), то після скорочень прийдемо до формули

$$\alpha = \frac{3}{R} \frac{dR}{dz} \quad (4.38)$$

або, якщо мати на увазі формулу (4.35),

$$\alpha = \frac{3}{e+z}, \quad (4.39)$$

де

$$v = \frac{R_0}{a}. \quad (4.40)$$

Очевидно, при $z = 0$, показник зтягування має значення $\alpha = \frac{3}{v}$, тобто залежить від початкового еквівалентного радіуса терміка. Зі збільшенням висоти відбувається зменшення α за гіперболічним законом.

4.4.2 Динаміка терміка при змінюванні показника зтягування

Розглянемо, як будуть вести себе перегрів терміка та швидкість його підйому при умові, що показник зтягування змінюється з висотою згідно з моделлю (4.39). Диференціальне рівняння для перегріву, очевидно, тепер буде мати вид

$$\frac{\alpha \Delta T}{dz} + \frac{3}{v+z} \Delta T = -(\gamma_a - \gamma). \quad (4.41)$$

Як і попередньо, будемо вважати, що $\gamma = const$. Загальний розв'язок цього лінійного рівняння визначається таким чином:

$$\Delta T = -\frac{\gamma_a - \gamma}{4}(v+z) + C(v+z)^{-3}. \quad (4.42)$$

Прийmemo для визначення сталої інтегрування такі ж граничні умови, як і при розгляданні динаміки терміка з постійним показником зтягування, тобто

$$\Delta T = \Delta_0 T \quad \text{при} \quad z = 0$$

Застосувавши цю граничну умову, отримаємо

$$c = (\Delta_0 T + B) \frac{1}{v^{-3}}, \quad (4.43)$$

де

$$B = \frac{\gamma_a - \gamma}{4} v. \quad (4.44)$$

Якщо, крім того, застосувати позначення

$$\tilde{z} = 1 + \frac{z}{v}, \quad (4.45)$$

то прийдемо до формули

$$\Delta T = (\Delta_0 T + B) \tilde{z}^{-3} - B \tilde{z}. \quad (4.46)$$

Аналіз рівняння (4.46) показує, що перегрів терміка на деякій висоті z залежить від початкового перегріву $\Delta_0 T$, початкового еквівалентного радіуса терміка R_0 , та стратифікації атмосфери γ .

Знайдемо висоту z_T вирівнювання температури між терміком й оточуючим повітрям. Очевидно, при $z = z_T$ виконується умова $\Delta T = 0$. При цьому, із формули (4.46) маємо:

$$\tilde{z}_T^4 = 1 + \frac{\Delta_0 T}{B} \quad (4.47)$$

або, застосувавши рівності (4.44) і (4.45),

$$\left(1 + \frac{z_T}{\epsilon}\right)^4 = 1 + \frac{\Delta_0 T}{\gamma_a - \gamma} \cdot \frac{4}{\epsilon}. \quad (4.48)$$

Звідси

$$z_T = \epsilon \left[\left(1 + \frac{4z_a}{\epsilon}\right)^{1/4} - 1 \right]. \quad (4.49)$$

У рівнянні (4.49) z_a визначається формулою (4.23).

Розглянемо тепер, як змінюється з висотою швидкість підйому терміка. Якщо ураховувати формулу (4.45) та (4.46), то дуже просто на основі властивостей диференціалу привести рівняння руху терміка (4.8) до виду

$$\frac{dW^2}{d\tilde{z}} + \frac{6W^2}{\tilde{z}} = 2\beta\epsilon \left[(\Delta_0 T + B)\tilde{z}^{-3} - B\tilde{z} \right]. \quad (4.50)$$

Це теж неоднорідне лінійне диференціальне рівняння з постійними коефіцієнтами. Його загальний розв'язок такий:

$$\frac{d}{d\tilde{z}} + \frac{6W^2}{\tilde{z}} W^2 = 2\beta\epsilon \left[\frac{\Delta_0 T + B}{4} \tilde{z}^{-2} - \frac{B}{8} \tilde{z}^2 \right] + C\tilde{z}^{-6}. \quad (4.51)$$

При граничній умові $z = 0$, $w = 0$; $\tilde{z} = 1$

$$C = \frac{\beta\epsilon}{2} \left[\frac{\epsilon}{2} - (\Delta_0 T + B) \right]. \quad (4.52)$$

Отже,

$$W^2 = \frac{\beta\epsilon}{2} \left[(\Delta_0 T + B)\tilde{z}^{-2} - \frac{B}{2}\tilde{z}^2 + \frac{B}{2}\tilde{z}^{-6} - (\Delta_0 T + B)\tilde{z}^{-6} \right]. \quad (4.53)$$

Прості перетворення приводять рівняння (4.53) до виду

$$W^2 = \frac{\beta \varepsilon}{2} \tilde{z}^{-6} (\tilde{z}^4 - 1) \left[\Delta_0 T + B - \frac{B}{2} (\tilde{z}^4 + 1) \right]. \quad (4.54)$$

Як свідчить аналіз цієї формули, швидкість підйому терміка залежить, крім початкового перегріву, еквівалентного радіусу та стратифікації атмосфери, ще й від температури повітря через параметр плавучості β . Але ця залежність досить слабка, тому що температура в ньому береться у шкалі Кельвіна.

Щоб знайти рівень конвекції z_W , треба, очевидно, припустити, що $W = 0$ у формулі (4.54) і розв'язати отримане рівняння відносно z_W . Тоді будемо мати

$$z_W = \varepsilon \left[\left(1 + \frac{8z_a}{\varepsilon} \right)^{1/4} - 1 \right]. \quad (4.55)$$

Як і при постійному показнику затягування, рівень конвекції розташовується вище, ніж рівень вирівнювання температури. Про це свідчать формули (4.49) та (4.55).

Знайдемо тепер висоту, на якій швидкість підйому терміка найбільша. Для цього, очевидно, треба знайти точку максимуму функції (4.53). Знаходячи похідну цієї функції і прирівнюючи її до нуля, прийдемо до такого рівняння:

$$\tilde{z}^8 + 2 \left(\frac{\Delta_0 T}{B} + 1 \right) \tilde{z}^4 - 6 \left(\frac{\Delta_0 T}{B} + 1 \right) + 3 = 0. \quad (4.56)$$

Позначимо $\tilde{z}^4 = x$. Тоді будемо мати просте квадратне рівняння, яке має два кореня

$$x_{1,2} = - \left(\frac{\Delta_0 T}{B} + 1 \right) \pm \sqrt{\left(\frac{\Delta_0 T}{B} + 1 \right)^2 + 6 \left(\frac{\Delta_0 T}{B} + 1 \right) - 3}.$$

Очевидно, перед радикалом повинен бути знак „плюс”. Отже,

$$z_m = \left\{ \left[\left(\frac{\Delta_0 T}{B} + 1 \right)^2 + 6 \left(\frac{\Delta_0 T}{B} + 1 \right) - 3 \right]^{1/2} - \left(\frac{\Delta_0 T}{B} + 1 \right) \right\}^{1/4}. \quad (4.57)$$

Співвідношення між безрозмірною висотою \tilde{z} і висотою розмірною z дає для висоти рівня максимальної швидкості підйому терміка формулу

$$z_m = \varepsilon (\tilde{z}_m - 1). \quad (4.58)$$

Для того, щоб знайти значення максимальної швидкості, очевидно, треба підставити z_m до формули (4.54).

На рис. 4.2 показується, як змінюється перегрів та швидкість підйому терміка при таких вихідних: $t = 27^\circ\text{C}$, $\Delta_0 T = 3^\circ\text{C}$; $R_0 = 50\text{ м}$; $\gamma = 0,7/100\text{ м}$.

Як видно, при таких умовах температура терміка й оточуючого середовища зрівнюється на висоті $z_T = 260\text{ м}$. Рівень конвекції розташовується на висоті $z_W = 350\text{ м}$. Тобто термік буде за інерцією підніматися ще 90 м при від'ємній силі плавучості. Максимальної швидкості підйому $W_m = 1,6\text{ м/с}$ термік досягає на висоті $z_m = 70\text{ м}$.

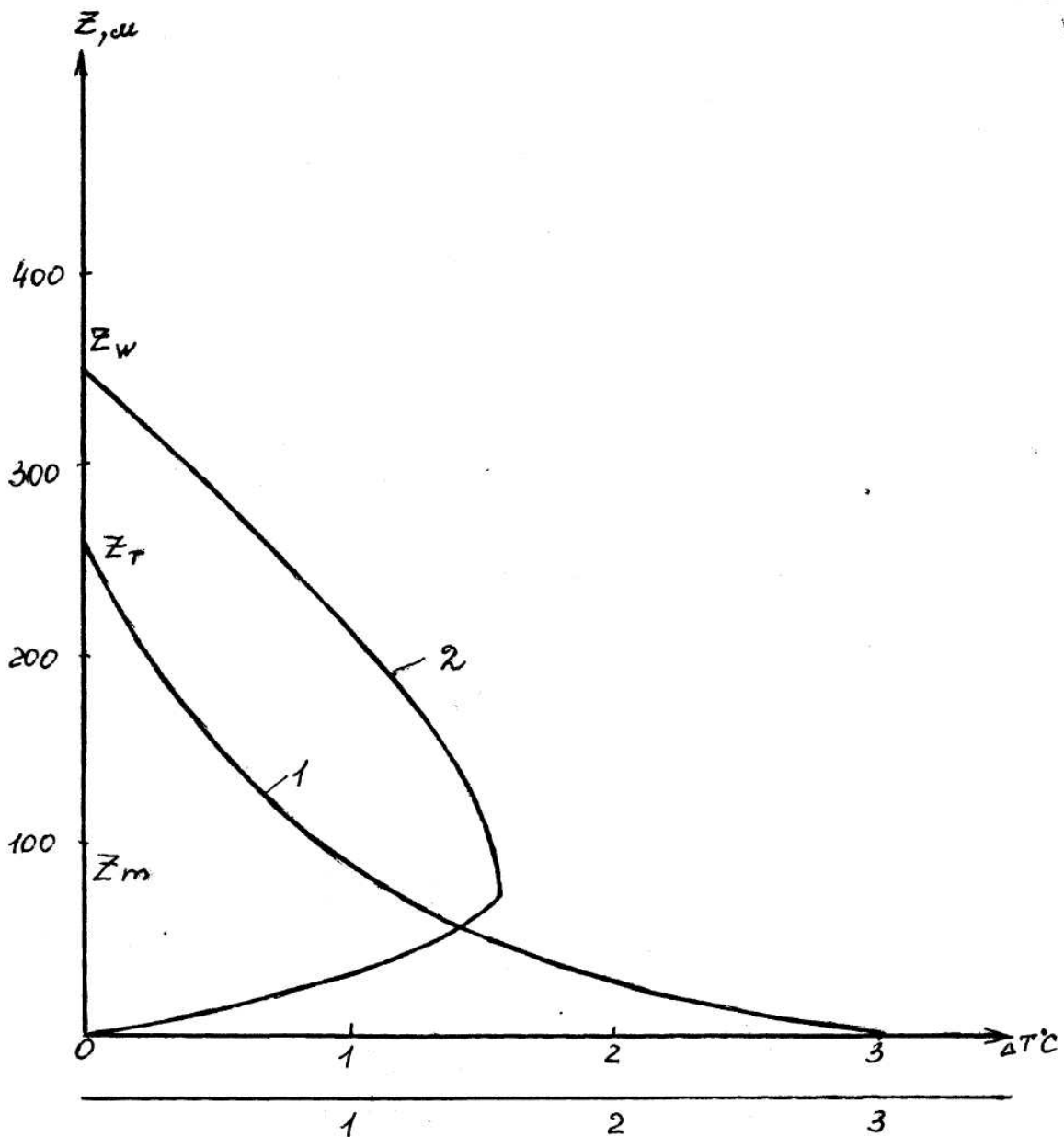


Рис. 4.2 – Змінення характеристик терміка при змінному показнику зтягування. 1 – змінення температури; 2 – змінення швидкості підйому терміка

Вивчення динаміки терміків з постійним чи змінним показником затягування проводилося при умові, що в оточуючому повітрі вертикальний градієнт температури з висотою не змінюється, тобто атмосфера розглядалася як політропна. Але у реальних умовах при переході від одного шару атмосфери до іншого відбувається змінення значення вертикального градієнта температури. При розгляді динаміки терміка, можна уявляти, що атмосфера складається із елементарних політропних шарів. Відмінності реального складу атмосфери від зробленого припущення не завдають суттєвих обмежень. Якщо потрібно урахувати реальний розподіл температури, то слід проводити інтегрування рівнянь стану терміка для кожного шару з постійним вертикальним градієнтом окремо, здійснюючи склеювання розв'язків. Для цього потрібно кожен раз в якості граничної умови на нижній границі шару, що розглядається, брати перегрів та швидкість підйому терміка на висоті верхньої границі попереднього шару.

У даному розділі ми обмежилися розгляданням динаміки лише сухого або вологого ненасиченого терміка. Якщо у терміку, що піднімається, водяна пара досягає стану насичення і починається її конденсація, то процес подальшого розвитку терміка значно ускладнюється. Ми будемо розглядати динаміку вологого терміка, з чим зв'язується виникнення хмар купчастих форм, у розділі, де будуть вивчатися фізичні процеси хмароутворювання.

Розглянуті неадіабатичні моделі конвекції, хоч і більше наближаються до природного процесу, ніж адіабатичні, проте у великій мірі спрощені. Вони не ураховують деякі важливі механізми, що чинять значний вплив на розвиток атмосферної конвекції, наприклад, горизонтальних рухів повітря й розподілу вертикальних градієнтів складових швидкості руху атмосфери. Існують і більш фізично обґрунтовані моделі конвекції. Але вони складаються з нелінійних диференціальних рівнянь математичної фізики і потребують складових чисельних розв'язків.

ПЕРЕНОС РАДІАЦІЇ В АТМОСФЕРІ

1 Кількісні характеристики та закони випромінювання

1.1 Кількісні характеристики випромінювання

Усі тіла, які мають внутрішню енергію, випромінюють її. При випромінюванні запас внутрішньої енергії тіла зменшується, наслідком чого є зменшення температури тіла. Навпаки, внутрішня енергія тіла збільшується при поглиненні ним променевої енергії.

Зміна теплового стану тіла при наявності тільки променевого теплообміну визначається різницею між кількостями випромінюваної та поглинутої енергії. Самі прості властивості має рівноважне теплове випромінювання. Якщо тіло знаходиться у цьому стані, то воно випромінює таку ж кількість енергії, яку поглинає, й температура його не змінюється. У реальних умовах випромінювання має нерівноважний характер. Проте, якщо температура тіла змінюється дуже повільно, закони випромінювання будуть близькими до законів рівноважного випромінювання. Одиницею променевої енергії є Дж.

Однією з основних характеристик випромінювання є потік променевої енергії. Променим потоком називається кількість променевої енергії $d\Phi$, яка випромінюється тілом за одиницю часу через одиничну поверхню dS на всі напрямки у границях півкулі. Ця характеристика має ще й такі назви: потік радіації, поверхнева густина променевого потоку, енергетична світність, або енергетична освітленість (коли енергія поступає від іншого тіла).

Будемо визначати потік через F . Тоді за визначенням, променивий потік дорівнює

$$F = \frac{d\Phi}{dS}. \quad (1.1)$$

Одиницею потоку радіації є Дж/(м²·с) або Вт/м².

Електромагнітні хвилі характеризуються довжиною хвилі λ в мікрометрах (мкм). Крім того, в деяких випадках використовуються частоти $\tilde{\nu}$, які зв'язані з довжинами хвиль співвідношенням

$$\tilde{\nu} = \frac{c}{\lambda},$$

де c - швидкість світла у вакуумі. Використовується ще й хвильове число ν .

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda},$$

а іноді й хвильове число k

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}.$$

Наприклад, довжина хвилі 10 мкм відповідає хвильовому числу $\nu = 1000 \text{ см}^{-1}$, або $k = 6280 \text{ см}^{-1}$.

Як буде показано далі, променева енергія розподіляється відповідним чином по довжинах хвиль. Виділимо у загальному потоку енергії елементарну ділянку від λ до $\lambda + d\lambda$. Кількість енергії $d\Phi_\lambda$, яка відноситься до цієї ділянки та випромінюється з поверхні dS , пропорційна dS і $d\lambda$.

$$d\Phi_\lambda = F_\lambda dS d\lambda. \quad (1.2)$$

Величина F_λ , яка визначається співвідношенням

$$F_\lambda = \frac{d\Phi_\lambda}{dS d\lambda}. \quad (1.3)$$

характеризує щільність розподілення променевої енергії по довжинах хвиль біля довжини хвилі λ й має назву спектральної щільності потоку радіації або випромінювальної здатності тіла. Її одиниця – Вт /($\text{м}^2 \cdot \text{мкм}$). Величину F_λ називають часто монохроматичним потоком.

Щоб одержати потік радіації для усього інтервалу довжини хвиль, треба знайти інтеграл

$$F = \int_0^\infty F_\lambda d\lambda. \quad (1.4)$$

Окрім означених вище потоків, для характеристики випромінювання використовується енергетична яскравість або інтенсивність випромінювання. Із променів, що надходять на одиничну поверхню з усіх напрямків, розглянемо тільки ті, які надходять до неї з напрямку, означеного радіусом-вектором R та групуються біля нього у границях об'ємного кута. Будемо вважати, що R складає з нормаллю до площадки ds кут \mathcal{Q} (рис.1.1). Тоді кількість променевої енергії $d\Phi_\lambda^{(R)}$ в інтервалі довжин хвиль $(\lambda, \lambda + d\lambda)$, яка проходить крізь одиничну площадку ds_n за одиницю часу в напрямку R , визначається формулою

$$d\Phi_\lambda^{(R)} = I_\lambda ds_n d\omega d\lambda. \quad (1.5)$$

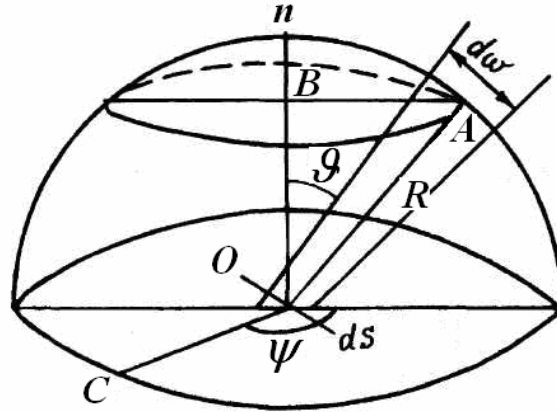


Рис. 1.1 – До впровадження поняття енергетичної яскравості

Величина I_λ в правій частині рівняння (1.5), яка залежить у загальному випадку від напрямку поширювання променів (R), називається енергетичною яскравістю або спектральною інтенсивністю радіації. Таким чином, інтенсивність радіації – це кількість променевої енергії, яка проходить за одиницю часу через одиничну площадку ds_n , перпендикулярну променям, і замкнута в одиничному інтервалі довжин хвиль та одиничному об'ємному куті конуса. Одиницею інтенсивності є Вт/(м² мкм ср.).

У сферичній системі координат

$$d\omega = \sin \vartheta d\vartheta d\psi, \quad (1.6)$$

де ϑ - зенітний кут (зенітна відстань), ψ - азимут. Тому, якщо враховувати очевидне співвідношення $ds_n = ds \cos \vartheta$, де ds - горизонтальна площадка,

$$d\Phi_\lambda^{(R)} = I_\lambda \cos \vartheta \sin \vartheta d\psi ds d\lambda. \quad (1.7)$$

Знайдемо тепер потік променевої енергії через площадку ds . Для цього треба виконати інтегрування по зенітній відстані та азимуту. Якщо мати на увазі співвідношення (1.3), то прийдемо до рівняння

$$F_\lambda = \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{\pi/2} I_\lambda(\vartheta, \psi) \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta. \quad (1.8)$$

Можна припустити, що інтенсивність радіації не залежить від азимуту. Тоді маємо

$$F_\lambda = 2\pi \int_0^{\pi/2} I_\lambda(\vartheta) \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta. \quad (1.9)$$

Поле випромінювання називається ізотропним, коли I_λ не залежить від напрямку. Для ізотропного поля, враховуючи, що

$$\int_0^{\pi/2} \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta = \int_0^{\pi/2} \sin \vartheta d(\sin \vartheta) = \frac{\sin^2 \vartheta}{2} \Big|_0^{\pi/2} = \frac{1}{2},$$

отримуємо таке співвідношення між спектральним потоком та спектральною інтенсивністю радіації

$$F_\lambda = \pi I_\lambda. \quad (1.10)$$

Нехай на деяке тіло падає монохроматичний потік F_λ . Частина його F'_λ поглинається тілом, частина F''_λ - відбивається, частина F'''_λ - пропускається тілом. Очевидно, що

$$F_\lambda = F'_\lambda + F''_\lambda + F'''_\lambda. \quad (1.11)$$

Поділимо обидві частини рівності (1.11) на F_λ .

Одержимо

$$\frac{F'_\lambda}{F_\lambda} + \frac{F''_\lambda}{F_\lambda} + \frac{F'''_\lambda}{F_\lambda} = 1. \quad (1.12)$$

Величину

$$a_\lambda = \frac{F'_\lambda}{F_\lambda} \quad (1.13)$$

називають відносним коефіцієнтом поглинення або поглинальною здатністю тіла;

величину

$$r_\lambda = \frac{F''_\lambda}{F_\lambda} \quad (1.14)$$

- відносним коефіцієнтом відбиття або відбивною здатністю (альбедо);

величину

$$d_\lambda = \frac{F'''_\lambda}{F_\lambda} \quad (1.15)$$

- відносним коефіцієнтом пропускання. Отже,

$$a_\lambda + r_\lambda + d_\lambda = 1. \quad (1.16)$$

Перераховані коефіцієнти залежать у загальному випадку від довжини хвилі, а також від фізичної природи тіла. Наприклад, віконне скло

пропускає тільки видиму частину спектра сонячної радіації, а ультрафіолетові й інфрачервоні промені поглинає. Властивість тіл поглинати у різній мірі променеву енергію різних довжин хвиль називається селективністю поглинення (пропускання, відбиття).

Нехай тіло таке, що для нього на всіх довжинах хвиль $r_\lambda = d_\lambda = 0$. Тоді $a_\lambda = 1$. Це означає, що тіло поглинає всю променеву енергію, яка до нього знаходить. Таке тіло називається абсолютно чорним. Нехай $r_\lambda = 1$, а $a_\lambda = d_\lambda = 0$. Тоді вся надходяча до тіла променева енергія відбивається. Якщо, при цьому, відбиття підлягає законам геометричної оптики, то такі тіла називаються дзеркальним. При дифузному відбитті падаючих на тіло променів вона називається абсолютно білим.

Більшість твердих тіл для радіації непрозора. У такому разі $d_\lambda = 0$ і

$$a_\lambda + r_\lambda = 1 \quad (1.17)$$

Це означає, що частина променевої енергії

$$F'_\lambda = a_\lambda F_\lambda \quad (1.18)$$

поглинається, а частина

$$F''_\lambda = r_\lambda F_\lambda = (1 - a_\lambda) F_\lambda \quad (1.19)$$

відбивається.

Розглянуті коефіцієнти a_λ , r_λ і d_λ характеризують загальні властивості поглинення, відбиття та пропускання радіації тілом. У деяких задачах, однак, треба враховувати властивості поглинення, відбиття й пропускання у шарі кінцевої товщини. Тоді треба залучати не коефіцієнти, а функції поглинення (ослаблення) й функції пропускання.

Нехай у шар поглинаючої речовини, який має масу m , входить монохроматичний потік $F_\lambda(0)$. Означимо потік, який виходить з шару, через $F_\lambda(m)$. Тоді функція поглинення визначається таким чином:

$$A_\lambda(m) = \frac{F_\lambda(0) - F_\lambda(m)}{F_\lambda(0)} = 1 - \frac{F_\lambda(m)}{F_\lambda(0)}. \quad (1.20)$$

Функція

$$P_\lambda(m) = \frac{F_\lambda(m)}{F_\lambda(0)} \quad (1.21)$$

очевидно, характеризує відносну кількість променевої енергії, яка пропускається шаром речовини й має назву функції пропускання. Рівності (1.20) і (1.21) свідчать про те, що

$$A_\lambda(m) + P_\lambda(m) = 1. \quad (1.22)$$

Поряд з коефіцієнтами й функціями поглинення (ослаблення) променевої енергії широке використання знаходять показники поглинення (ослаблення).

Нехай у шарі товщиною dl відбувається поглинення монохроматичного потоку радіації F_λ на величину dF_λ . Якщо густина речовини, яка поглинає радіацію, дорівнює ρ , то, очевидно, dF_λ пропорційно ρ , F_λ й dl , тобто

$$dF_\lambda = -\alpha_\lambda \rho F_\lambda dl. \quad (1.23)$$

Коефіцієнт пропорційності α_λ залежить від фізичних властивостей тіла й має назву масового показника поглинення. Установимо його розмірність. Оскільки $[dF_\lambda] = [F_\lambda]$,

$$[\alpha_\lambda \rho dl] = 1.$$

Відомо, що $[\rho] = \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$; $[dl] = \text{м}$. Тому $[\alpha_\lambda] = \frac{1}{[\rho dl]}$.

Пропустимо тепер, що променева енергія проходить через стовп речовини з поперечним перерізом 1 м^2 . Тоді об'єм речовини дорівнює $dV = dl \cdot 1 \text{ м}^2$, а маса $dm = \rho dV = \rho dl$. Якщо $dm = 1 \text{ кг}$, то, як видно з формули (1.23),

$$\alpha_\lambda = -\frac{dF_\lambda}{F_\lambda}. \quad (1.24)$$

Рівняння (1.24) установлює фізичний сенс масового показника поглинення, тобто він означає відношення поглинення (ослаблення) променевої енергії в стовпі речовини одиничної маси.

Розглянемо

$$k_\lambda = \alpha_\lambda \rho. \quad (1.25)$$

Тоді рівняння (23) приймає такий вигляд

$$dF_\lambda = -k_\lambda F_\lambda dl. \quad (1.26)$$

Припустимо тепер, що $dl = 1 \text{ м}$. Тоді, стовп речовини з поперечним розрізом 1 м^2 , має об'єм 1 м^3 і співвідношення (1.26) яке при таких умовах можна записати у виді

$$k_\lambda = -\frac{dF_\lambda}{F_\lambda}, \quad (1.27)$$

пояснює фізичний сенс величини k_λ . Отже, k_λ характеризує відношення поглинення (ослаблення) монохроматичного потоку одиничним об'ємом

(або на одиничній відстані) речовини. Тому він називається об'ємним (лінійним) показником поглинення (ослаблення). Не спричиняє труднощів показати, що об'ємний показник поглинення має розмірність $[k_\lambda] = \text{м}^{-1}$.

1.2 Закони випромінювання

1.2.1 Закон Кірхгофа

Між випромінювальною F_λ і поглинальною здатностями тіла існує певний зв'язок. Він полягає у тому, що відношення випромінювальної здатності до поглинальної в умовах термодинамічної рівноваги не залежить від фізичної природи тіла. Воно є тільки функцією $B_\lambda(T)$ температури тіла T на довжині хвилі λ , тобто

$$\frac{F_\lambda}{a_\lambda} = B_\lambda(T). \quad (1.28)$$

Ця властивість тіл називається законом Кірхгофа. Для абсолютно чорного тіла $a_\lambda = 1$ і

$$B_\lambda(T) = F_\lambda. \quad (1.29)$$

Отже, функція $B_\lambda(T)$ має сенс випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла. У дійсності абсолютно чорних тіл не існує. Реальні тіла мають поглинальну здатність $a_\lambda < 1$. Тому вони при тій же температурі випромінюють менше енергії, ніж абсолютно чорне тіло.

Як відзначалось, більшість тіл має селективний характер поглинення. Згідно із законом Кірхгофа вони й випромінюють енергію лише відповідних довжин хвиль. Енергія тих довжин хвиль, які не поглинаються тілами, не випромінюється. Функція $B_\lambda(T)$ називається функцією Планка.

1.2.2 Функція Планка

За статистикою Больцмана, якщо N_0 - кількість осциляторів на всякому заданому енергетичному рівні, то кількість осциляторів N , що знаходяться у стані з енергією на величину ε більшою ніж визнена, визначається формулою

$$N = N_0 e^{-\varepsilon/kT}, \quad (1.30)$$

де k - стала Больцмана, T - абсолютна температура. Відповідно до першого постулату Планка осцилятор має лише ту енергію, яка дозволяється рівнянням

$$\varepsilon = nh\tilde{\nu}, \quad (1.31)$$

де $\tilde{\nu}$ - частота осцилятора, h - стала Планка, n - квантове число, яке може приймати тільки цілі значення. Отже, величина ε може дорівнювати $0, h\tilde{\nu}, 2h\tilde{\nu}$ і т.д. Якщо кількість осциляторів з нульовою енергією є N_0 , то кількість осциляторів з енергією $\varepsilon_1 = h\tilde{\nu}$ дорівнює

$$N_1 = N_0 e^{-h\tilde{\nu}/kT}, \quad (1.32)$$

а з енергією $\varepsilon_2 = 2h\tilde{\nu}$

$$N_2 = N_0 e^{-2h\tilde{\nu}/kT} \quad (1.33)$$

і т.д.

Повна кількість осциляторів з частотою $\tilde{\nu}$, що знаходяться у будь-яких енергетичних станах, визначається так:

$$N = N_0 + N_0 e^{-h\tilde{\nu}/kT} + N_0 e^{-2h\tilde{\nu}/kT} + N_0 e^{-3h\tilde{\nu}/kT} + \dots \quad (1.34)$$

Повна енергія усіх цих осциляторів може бути отримана, якщо помножити кожен із членів рівності (1.34.) на відповідні значення енергії

$$E = 0 \cdot N_0 + h\tilde{\nu}N_0 e^{-h\tilde{\nu}/kT} + 2h\tilde{\nu}N_0 e^{-2h\tilde{\nu}/kT} + 3h\tilde{\nu}N_0 e^{-3h\tilde{\nu}/kT} + \dots = h\tilde{\nu}N_0 e^{-h\tilde{\nu}/kT} \left[1 + 2e^{-h\tilde{\nu}/kT} + 3\left(e^{-h\tilde{\nu}/kT}\right)^2 + \dots \right]. \quad (1.35)$$

Проведемо оцінку експонент рівняння (1.35). Припустимо, що $\lambda = 0,5$ мкм, що близько до максимуму сонячного випромінювання, тобто при $T = 6 \cdot 10^3$ К. Тоді $\tilde{\nu} = \frac{c}{\lambda} = 6 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1}$. Показник степеня в експоненті дорівнює

$$\frac{h\tilde{\nu}}{kT} = \frac{6,6262 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{c} \cdot 6 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1}}{1,3806 \cdot 10^{-23} \text{ Дж} \cdot \text{K}^{-1} \cdot 6 \cdot 10^3 \text{ K}} = 5.$$

Отриманий порядок показника степеня показує, що квадратами й ще більшими степенями експонент з достатньою мірою точності можна знехтувати. Тоді

$$E = h\tilde{\nu} e^{-h\tilde{\nu}/kT} N_0 \left(1 + 2e^{-h\tilde{\nu}/kT} \right), \quad (1.36)$$

$$N = N_0 \left(1 + e^{-h\tilde{\nu}/kT} \right). \quad (1.37)$$

Рівняння (1.36), очевидно, можна переписати і так:

$$E = h\tilde{\nu} N_0 e^{-h\tilde{\nu}/kT} \left(1 + e^{-h\tilde{\nu}/kT}\right)^2 \quad (1.38)$$

Помножимо й розділимо праву частину рівності (1.38) на $\left(1 - e^{-h\tilde{\nu}/kT}\right)^2$.

Тоді, якщо мати на увазі проведену оцінку показників степенів експонент, рівність (1.38) можна представити у виді:

$$E = \frac{N_0 h\tilde{\nu} e^{-h\tilde{\nu}/kT}}{\left(1 - e^{-h\tilde{\nu}/kT}\right)^2}. \quad (1.39)$$

Аналогічне перетворення проведемо з рівністю (1.37), помноживши й розділивши її на $\left(1 - e^{-h\tilde{\nu}/kT}\right)^2$. Отримаємо

$$N = \frac{N_0}{1 - e^{-h\tilde{\nu}/kT}} \quad (1.40)$$

Знайдемо тепер середню енергію осцилятора. Для цього, очевидно, треба сумарну енергію всіх осциляторів з частотою $\tilde{\nu}$ (1.39) поділити на кількість осциляторів (1.40)

$$E = \frac{E}{N} = \frac{h\tilde{\nu} e^{-h\tilde{\nu}/kT}}{1 - e^{-h\tilde{\nu}/kT}} = \frac{h\tilde{\nu}}{e^{h\tilde{\nu}/kT} - 1}. \quad (1.41)$$

Згідно з другим постулатом Планка, кванти енергії випромінюються тільки у тому випадку, коли осцилятор переходить з одного із своїх квантових енергетичних станів в інший. Енергія випромінюється не постійно, а стрибками. Отже, якщо квантове число змінюється на одиницю $\Delta n = 1$, то кількість енергії, що випромінюється, визначається рівнянням

$$\Delta E = \Delta n h\tilde{\nu} = h\tilde{\nu}.$$

Якщо випромінювання відбувається групою осциляторів, то енергія, яка випромінюється у цьому випадку, визначається рівнянням (1.41). Монохроматична щільність енергії $u_{\tilde{\nu}}$, тобто щільність енергії, що припадає на одиницю об'єму в одиничному інтервалі частот, пропорційна середній енергії випромінювання

$$u_{\tilde{\nu}} = A \bar{E} = A \frac{h\tilde{\nu}}{e^{h\tilde{\nu}/kT} - 1}, \quad (1.42)$$

де A - стала. З другого боку, відповідно до принципу рівномірного розподілу енергії Релея-Джінса, щільність енергії визначається формулою

$$u_{\tilde{\nu}} = \frac{8\pi\tilde{\nu}^4}{c^3} kT. \quad (1.43)$$

Ця формула виконується при високій температурі й низькій частоті. Приймаючи такі умови, порівнюємо праві частини рівностей (1.42) і (1.43).

Будемо мати:

$$A \frac{h\tilde{\nu}/kT}{e^{h\tilde{\nu}/kT} - 1} = \frac{8\pi\tilde{\nu}^4}{c^3}.$$

При прийнятих умовах $\frac{h\tilde{\nu}}{kT} \rightarrow 0$, а

$$\lim_{\frac{h\tilde{\nu}}{kT} \rightarrow 0} \frac{\frac{h\tilde{\nu}}{kT}}{e^{\frac{h\tilde{\nu}}{kT}} - 1} = 1.$$

Отже,

$$A = \frac{8\pi\tilde{\nu}^4}{c^3}. \quad (1.44)$$

За рахунок отриманого значення сталої A маємо для щільності енергії

$$u_{\tilde{\nu}} = \frac{8\pi h\tilde{\nu}^5}{c^3 (e^{h\tilde{\nu}/kT} - 1)}. \quad (1.45)$$

Випромінювання абсолютно чорного тіла складається із фотонів, які розповсюджуються у всіх напрямках у границях тілесного кута 4π з швидкістю світла c . Тому інтенсивність випромінювання (енергетична яскравість) при температурі T дорівнює щільність енергії в одиничному тілесному куті, тобто

$$B_{\tilde{\nu}}(T) = \frac{u_{\tilde{\nu}}}{4\pi}. \quad (1.46)$$

Підставивши в рівність (1.46) формулу (1.45) будемо мати

$$B_{\tilde{\nu}}(T) = \frac{2h\tilde{\nu}^5}{c^3 (e^{h\tilde{\nu}/kT} - 1)}, \quad (1.47)$$

або, якщо перейти від частоти до довжин хвиль

$$B_{\lambda}(T) = \frac{2hc^2 \lambda^{-5}}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}. \quad (1.48)$$

Величини $c_1 = 2hc^2 = 3,7418 \cdot 10^{-16} \text{ Вт} \cdot \text{м}^2$ $c_2 = \frac{hc}{k} = 1,438786 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{К}$

- константи.

Отже, у термінах довжин хвиль формула Планка приймає вид

$$B_{\lambda}(T) = \frac{c_1 \lambda^{-5}}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1}. \quad (1.49)$$

Інтенсивність випромінювання абсолютно чорного тіла залежить від його температури й довжини хвилі й не залежить від природи тіла. Вона має

розмірність $[B_{\lambda}(T)] = \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{мкм} \cdot \text{ср}}$

На рис.1.2 показана залежність $B_{\lambda}(T)$ від довжини хвилі при різних температурах. Як видно, збільшення температури приводить до збільшення інтенсивності випромінювання абсолютно чорного тіла, а довжина хвилі максимуму інтенсивності зменшується.

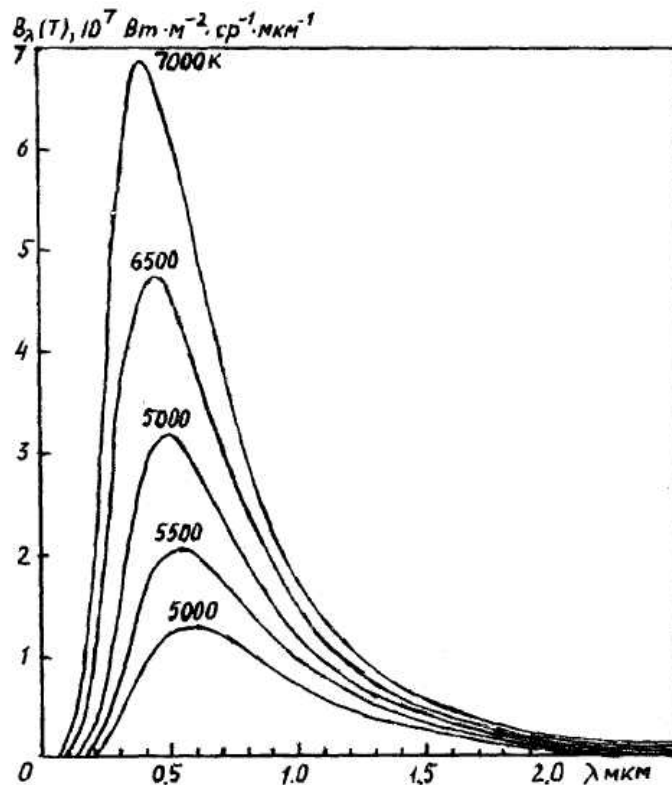


Рис. 1.2 – Залежність функції Планка від довжини хвилі при різних температурах

1.2.3 Закони Віна

На основі функції Планка можна знайти залежність довжини хвилі, на яку припадає максимум випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла, від температури. Для цього, очевидно, треба знайти точку максимуму λ_m функції $B_\lambda(T)$. Прологорифмуємо функцію (1.49), візьмемо похідну від отриманого рівняння і прирівняємо її до нуля. Прийдемо до квадратного рівняння

$$\frac{1}{2} \left(\frac{c_2}{\lambda_m T} \right)^2 - 3 \frac{c_2}{\lambda_m T} - 4 = 0 \quad (1.50)$$

Розв'язок його дає лише один додатний корінь

$$\frac{c_2}{\lambda_m T} = 4,75,$$

звідки

$$\lambda_m = \frac{c_3}{T}. \quad (1.51)$$

Коефіцієнт $c_3 = \frac{c_2}{4,75} = 0,28976 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{К}$. Рівняння (1.51) носить назву першого закону Віна. Він свідчить про те, що довжина хвилі, на яку припадає максимум випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла, обернено пропорційна його абсолютній температурі.

Тепер можна знайти значення випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла в точці максимуму. Для цього підставимо замість довжини хвилі в функцію Планка рівність (1.51).

Будемо мати

$$B(\lambda_{m_1} T) = c_4 T^5, \quad (1.52)$$

де $c_4 = \frac{c_1 c_3^{-5}}{e^{c_2/c_3} - 1} = 1,301 \cdot 10^{-5} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \text{ К}^{-5}$.

Рівняння (1.52) свідчить про те, що максимум випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла пропорційний п'ятому степеню його абсолютної температури, й називається другим законом Віна.

1.2.4 Закон Стефана-Больцмана

Функція Планка характеризує спектральну випромінювальну здатність абсолютно чорного тіла. Для одержання інтегральної випромінювальної здатності треба виконати інтегрування функції Планка по усьому спектру довжин хвиль. Будемо мати:

$$B(T) = \int_0^{\infty} \frac{c_1 \lambda^{-5}}{e^{c_2/\lambda T} - 1} d\lambda. \quad (1.53)$$

Позначимо

$$x = \frac{c_2}{\lambda T}. \quad (1.54)$$

Тоді

$$dx = -\frac{c_2}{\lambda^2 T} d\lambda. \quad (1.55)$$

Помножимо і поділимо підінтегральну функцію на $c_2^4 T^4$. Після нескладних перетворень отримаємо

$$B(T) = \frac{c_1 T^4}{c_2^4} \int_0^{\infty} \left(\frac{c_2}{\lambda T}\right)^3 \frac{c_2}{(e^{c_2/\lambda T} - 1) \lambda^2 T} d\lambda, \quad (1.56)$$

або за рахунок рівностей (1.54) і (1.55)

$$B(T) = -c_1 c_2^{-4} \left(\int_{\infty}^0 \frac{x^3}{e^x - 1} dx \right) T^4. \quad (1.57)$$

Якщо в інтегралі формули (1.57) поміняти місцями границі інтегрування й урахувати, що

$$\int_0^{\infty} \frac{x^3}{e^x - 1} dx = \frac{\pi^4}{15}, \quad (1.58)$$

то прийдемо до формули

$$B(T) = \sigma T^4, \quad (1.59)$$

де

$$\sigma = \frac{c_1 \pi^4}{c_2^4 \cdot 15} = 5,67032 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4} \quad - \quad \text{стала Стефана-Больцмана.}$$

Оскільки випромінювання абсолютно чорного тіла ізотропне, то, як було

показано вище, потік випромінювання зв'язується з інтенсивністю випромінювання співвідношенням

$$F(T) = \pi B(T). \quad (1.60)$$

Згідно з рівнянням (1.59) повна випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла прямо пропорційна четвертому степеню абсолютної температури тіла. Рівняння (1.59) називається законом Стефана-Больцмана.

2 Сонячна радіація на верхній границі атмосфери Землі

2.1 Випромінювання Сонця та сонячна стала

Головним джерелом енергії майже для всіх процесів, які розвиваються в атмосфері, є Сонце. Воно безперервно випромінює в міжпланетний простір величезну кількість енергії головним чином в формі променевої енергії. Порівняно до сонячної енергії внесок інших джерел енергії для Землі нехтовно малий. Наприклад, тепло, яке земна поверхня отримує із внутрішніх частин Землі, у 5000 разів менше тепла від Сонця.

Сонце має діаметр в 109 разів більший від земного, а маса його більше маси Землі в 333 тис. разів. Оскільки його об'єм більший від об'єму Землі в 1304 тис. разів, то ясно, що густина Сонця менше густини Землі. Але це тільки в середньому. У середині Сонця речовина дуже стиснена тиском розташованих вище шарів. Але зовнішні шари Сонця у сотні разів більше розріджені, ніж повітря біля земної поверхні. Тиск у надрах Сонця в сотні мільярдів разів більший від тиску повітря земної атмосфери на рівні моря. При такому величезному тиску температура речовини перевищує $10^7 K$ і речовина знаходиться у газоподібному стані. За своїми якостями цей газ дуже відрізняється від звичайних газів. Майже всі атоми його повністю утрачають свої електрони й перетворюються у плазму.

Сонце складається із внутрішньої частини і атмосфери. Внутрішня частина, у свою чергу, розділяється на три частини. Перше із них – ядро. У ньому зосереджується найбільша частина сонячної речовини й відбуваються термоядерні реакції, в результаті яких водень перетворюється на гелій та виділяються величезні кількості енергії. Радіус ядра дорівнює $1/3$ радіуса Сонця.

До ядра прилягає другий шар такої ж товщини. Звідси в результаті поглинення квантів, їх дрібнення та перевипромінювання енергія переноситься вгору. Ще вище знаходиться конвективна зона. Вона має протяжність 200 тис. км. Температура в конвективній зоні значно нижча, ніж у інших шарах внутрішньої частини. Тому вона вже не може забезпечити перенесення всієї енергії знизу тільки шляхом поглинення та

перевипромінювання. У перенесенні енергії приймає участь конвекція, яка розділяється на три яруси конвективних шарів. Найбільш глибокі мають поперечник 100-200 тис. км, самі зовнішні – декілька сотень кілометрів.

Сонячна атмосфера також складається із декількох шарів. Самий внутрішній та тонкий – фотосфера. Фотосфера має товщину 100-300 км, температуру 5000-6000 К і тиск на верхній границі біля 100 гПа. Фотосфера випромінює практично всю енергію, що надходить на Землю.

Фотосфера має характерну структуру у формі гранул. Гранули являють собою окремі елементи конвекції самого верхнього ярусу конвективної зони. Менш яскраві проміжки поміж гранулами – потоки більш холодних газів, що опускаються.

Від рухів гранул у сонячній атмосфері утворюються ударні хвилі. У верхній частині сонячної атмосфери вони поглинаються, а їх енергія переходить у тепло. Тому в сонячній атмосфері над фотосферою температура починає підвищуватись і чим далі від фотосфери, тим більше. У дальшому за фотосферою шарі сонячної атмосфери – хромосфері, яка має товщину 10-15 тис. км, температура піднімається до декількох десятків тисяч градусів Кельвіна. У самому зовнішньому шарі Сонця – короні – температура перевищує 10^6 К. У хромосфері завдяки високій температурі легкі гази (водень і гелій) позбавляються своїх електронів, тобто іонізуються. У короні газ стає повністю іонізованим. Її плазма дуже сильно розріджена. Якщо в нижній частині корони біля хромосфери в 1см^3 знаходиться $3 \cdot 10^7$ часток, то в верхній її частині – біля двох сотень. Сонячна корона простягається до орбіт Марса та Землі.

На таких великих відстанях Сонце вже не утримує своїм притягненням частинки дуже розрідженого гарячого газу. Більша їх частина постійно звірюється у міжпланетний простір. Виникає постійний потік від Сонця іонізованих атомів та вільних електронів – сонячний вітер.

Час від часу у сонячній атмосфері з'являються активні області, число яких регулярно змінюється за циклом у середньому біля 11 років. Про виникнення активної області свідчать сонячні плями, що спостерігаються в фотосфері. До виникнення плям на невеликій ділянці фотосфери з'являються яскраві області – факели. Вони на декілька сотень градусів Кельвіна гарячіше за фотосферу. Плями мають сильне магнітне поле, що зупиняє будь-які рухи іонізованого газу. Тому в області плями під фотосферою припиняється звичайна конвекція й тим самим припиняється додатковий перенос енергії із більш глибоких шарів внутрішньої частини Сонця. Температура плями стає на 1000К нижче, ніж в областях оточуючої фотосфери, на фоні якої воно має вигляд більш темного утворення.

Розміри й саме місцеположення активної області плям і факелів тісно пов'язані з конвективною зоною: тень окремої плями покриває одну або декілька шарів проміжного ярусу конвективної зони, які розташовані у

вузлах самого глибокого ярусу. Як правило, плями виникають цілими групами, з котрих виділяються дві найбільш великі плями – одна на східному, друга на західному краю групи. Вони мають протилежну полярність магнітного поля. Такі групи плям називають біполярними.

У хромосфері й короні над активною областю спостерігаються хромосферні спалахи і протуберанці.

Спалахи – це один із самих швидких процесів на Сонці. Вони починаються з того, що за декілька хвилин яскравість у певній точці активної області, особливо в променях, емітованих атомами водню та іонами кальцію, дуже зростає. У деяких випадках яскравість спалаху може перебільшувати яскравість фотосфери. Спалахи виникають як реакція на деякі зміни магнітних полів, що приводять до раптового стиску речовини хромосфери. Виникає направлений потік дуже швидких заряджених частинок та космічних променів. Цей потік, проходячи через корону, захоплює частки плазми. Останні приходять у коливальний стан і висилають радіохвилі. Порівняно невелика область, яка зайнята спалахом (всього декілька тисяч квадратних кілометрів), створює дуже міцне випромінювання. Воно складається з рентгенівських, ультрафіолетових та видимих променів, швидких часток (корпускул), що рухаються із швидкостями в тисячі кілометрів за секунду, та космічних променів.

Інтенсивність рентгенівських променів суттєво збільшується у час сонячних спалахів порівняно з станом спокійного Сонця. За даними супутників „Солрад” й OSO-7 у час дуже сильних спалахів 1-11 серпня 1972р. потік рентгенівських променів збільшився більш, ніж у 100 разів. Як правило, пов’язані з сонячними спалахами посилення затухають через декілька годин у залежності від їх інтенсивності. Посилення інтенсивності випромінювання в ультрафіолетовій області найбільш виразно проявляються у діапазоні 0,027-0,131 мкм.

Одночасно з сильними сплесками ультрафіолету й рентгенівських променів під час великих сонячних спалахів із великих активних груп плям викидається значна кількість високоенергетичних (10-200 MeV) релятивістських електронів та протонів. Ці частки рухаються дещо повільніше, ніж електромагнітне випромінювання (рентгенівські та ультрафіолетові промені), й приходять до Землі через 1-2 години після спалаху. Протони, які випромінюються Сонцем, називаються сонячними космічними променями. Вони створюють головний компонент сонячних корпускулярних потоків, що спорадично викидаються із зони сполошної активності. Енергія сонячних протонів дозволяє їм проникати в атмосферу Землі до висоти 30 км і менше.

У короні над активною областю теж відбуваються цікаві явища. Інколи речовина корони починає яскраво світитися й можна бачити, як її потоки направляються у хромосферу. Ці гігантські утворення розжарених газів на протязі десятків тисяч кілометрів називаються протуберанцями.

Весь комплекс нестационарних явищ у сонячній атмосфері, що, як було зазначено, пов'язаний з сонячними плямами, називається сонячною активністю. Існує декілька показників сонячної активності. Найчастіше серед них використовується показник, який має назву числа Вольфа

$$W = k(10g + f),$$

де f - повне число плям на диску Сонця незалежно від їх розмірів,
 g - число груп плям,
 k - множник, що нормує відліки різних обсерваторій.

Числа Вольфа показують, що сонячна активність має період коливань у середньому 11 років. Середні річні числа Вольфа в 11-річних циклах змінюються від 0 до 13 у роки мінімумів і від 46 до 190 у роки максимумів (середні добові значення змінюються від 0 до 355 і більше). Крім того, сонячна активність має й інші періоди коливань: 27 діб, 22 роки, 80-90 років. Перша з них пов'язана з періодом обертання Сонця навколо своєї осі.

Вище вже йшлося про деякі частини спектру сонячного випромінювання, що відносяться до електромагнітного випромінювання. Увесь спектр останнього розділяється на ряд інтервалів довжин хвиль λ (граничні значення λ позначені в дужках):

- а) гамма – промені ($\lambda < 10^{-5}$ мкм);
- б) рентгенівське випромінювання ($10^{-5} < \lambda < 10^{-2}$ мкм);
- в) ультрафіолетова радіація ($0,01 < \lambda < 0,39$ мкм);
- г) видима радіація ($0,39 < \lambda < 0,76$ мкм).

Вона в свою чергу розподіляється на сім інтервалів, кожен з яких відповідає відомому кольору.

Довжина хвиль, мкм	Колір	Довжина хвиль, мкм	Колір
0,390-0,455	фіолетовий	0,575-0,585	жовтий
0,455-0,485	синій	0,585-0,620	оранжевий
0,485-0,505	голубий	0,620-0,760	червоний
0,505-0,575	зелений		

- д) інфрачервона радіація ($0,76 < \lambda < 3000$ мкм)
- е) радіохвилі ($\lambda > 0,3$ см).

Виділяють також близький (до видимої частини сонячного спектру) ультрафіолет (0,29-0,39 мкм) та близьку інфрачервону частину спектру (0,76-2,4 мкм).

Хоча спектр електромагнітного випромінювання Сонця простягається від гамма-променів до радіохвиль, 99% всієї енергії випромінюється у діапазоні 0,276-4,960 мкм і 99,9% у діапазоні 0,217 – 10,940 мкм. Іншими словами, вся енергія, за винятком 0,1%, знаходиться у видимій, ультрафіолетовій та інфрачервоній областях сонячного спектру.

Атмосфера Землі найбільш прозора для сонячного випромінювання в області 0,29-2,4 мкм, яка складається із ближнього ультрафіолету, видимого світла й ближньої інфрачервоної частини спектру. На цей діапазон довжин хвиль приходить понад 95% випромінювання Сонця, а атмосфера пропускає біля 80% енергії, яка відноситься до нього.

Випромінювальна здатність Сонця близька до випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла з температурою біля 5800К. Але треба урахувати, що випромінювання Сонця близьке до випромінювання абсолютно чорного тіла тільки у близькій інфрачервоній, видимій та близькій ультрафіолетовій частинах сонячного спектру. У діапазоні 0,29-0,21 мкм випромінювання Сонця зменшується з довжиною хвилі швидше, ніж у абсолютно чорного тіла. Однак далі сонячне випромінювання з довжиною хвилі зменшується вже повільніше і вже біля $\lambda \approx 0,1$ мкм Сонце випромінює у 2-3 рази більше енергії, ніж абсолютно чорне тіло.

У періоди сонячної активності інтенсивність сонячної радіації може на дуже коротких довжинах хвиль різко змінюватись. Вище наводився приклад збільшення інтенсивності рентгенівського випромінювання при сонячному спалаху. Вимірювання за допомогою штучних супутників показали, що і в дальній ультрафіолетовій області випромінювання може посилюватись у 4 рази. Проте внесок цих коливань в інтегральний потік невеликий. Тому інтегральний потік сонячної радіації характеризується постійністю за часом.

Вважаючи, що Сонце за випромінювальною здатністю близьке до абсолютно чорного тіла, знаючи довжину хвилі, на яку приходить максимум випромінювання, можна за допомогою першого закону Віна знайти температуру випромінюючої поверхні Сонця. Вимірювання показали, що ця довжина хвилі дорівнює $\lambda_m = 0,4738$ мкм і приходить на синю частину видимого спектру.

Відповідна температура випромінюючої поверхні дорівнює 6116 К.

Інтенсивність сонячної радіації на верхній границі земної атмосфери заведено характеризувати сонячною сталою. Сонячна стала – це кількість сонячної радіації, яка надходить на верхню границю атмосфери за одиницю часу до одиничної поверхні, перпендикулярної до сонячних променів, при середній відстані між Сонцем і Землею. Ця середня відстань дорівнює 149,5 млн. км в той час, коли найбільша відстань (Земля в афелії своєї орбіти) – 152 млн. км, а найменша (перигелій орбіти Землі) – 147 млн. км.

Вимірювання сонячної сталої були проведені за допомогою штучних супутників Землі. За даними найбільш імовірні значення сонячної сталої знаходяться в інтервалі 1,368...1,377 кВт/м², а максимальний розкид – у інтервалі 1,322...1,428 кВт/м². При цьому будь-які регулярності змін за часом значень сонячної сталої відсутні.

За рекомендацією міжнародної комісії з радіації стандартним значенням сонячної сталої визнано

$$I_0^* = 1,37 \text{ кВт/м}^2.$$

Існують думки, що сонячна стала зазнає коливань під впливом сонячної активності. Це означає, що вона повинна бути пов'язана з числами Вольфа. За дослідженнями К.Я. Кондратьєва та Г.А. Нікольського, найбільше значення сонячної сталої спостерігається при числах Вольфа в інтервалі від 80 до 100. При інших значеннях числа Вольфа сонячна стала зменшується. Найбільші відхилення сонячної сталої дорівнюють 2%.

Сонячну сталу, означення якої приводиться вище, називають астрономічною сонячною сталою. Крім цього, існує ще поняття метеорологічної сонячної сталої. Різниця між ними полягає у тому, що астрономічна сонячна стала включає всі довжини хвиль сонячного випромінювання, а метеорологічна сонячна стала – тільки інтервал довжин хвиль від 0,346 мкм до 2,4 мкм. Виключаються ті довжини хвиль ультрафіолетової та інфрачервоної частин спектру сонячної радіації, які поглинаються в атмосфері й до земної поверхні не доходять. Метеорологічна сонячна стала дорівнює 1,26 кВт/м².

Енергія, яка випромінюється Сонцем, розподіляється таким чином: на інфрачервону радіацію приходить 44% всієї електромагнітної енергії Сонця, на видиму частину – 47%, на ультрафіолетову частину – біля 9%.

2.2 Розподіл сонячної енергії на верхній границі атмосфери

Розглянемо кількість сонячної радіації, що надходить на сферу, радіус r_0 , якої відповідає середній відстані від Сонця до Землі. Очевидно вона дорівнює $4\pi r_0^2 I_0^*$, де I_0^* - сонячна стала. Якщо позначити через I_0 кількість сонячної радіації, що надходить до одиничної площадки, перпендикулярної сонячним променем і розташованої на відстані r від Сонця, то можна записати

$$4\pi r_0^2 I_0^* = 4\pi r^2 I_0, \quad (2.1)$$

звідки

$$I_0 = \frac{I_0^*}{\left(\frac{r}{r_0}\right)^2} \quad (2.2)$$

або, якщо ввести ознаку $R = \frac{r}{r_0}$,

$$I_0 = \frac{I_0^*}{R^2}. \quad (2.3)$$

Інтенсивність сонячної радіації, що надходить до горизонтальної площадки, називається інсоляцією. Означимо її через I .

Очевидно, на площадки PS і OS надходить однакова кількість радіації, тобто

$$I_0 \cdot PS = I \cdot OS. \quad (2.4)$$

Оскільки (рис. 2.1)

$$PS = OS \sinh_{\odot} \quad (2.5)$$

рівняння (2.4) дає

$$I = I_0 \sinh_{\odot} \quad (2.6)$$

а з урахуванням (2.3)

$$I = \frac{I_0^*}{R^2} \sinh_{\odot} \quad (2.7)$$

Таким чином, інсоляція є функцією кутової висоти Сонця h_{\odot} та відстані від Землі до Сонця.

У свою чергу кут висоти Сонця залежить від географічної широти φ , пори року, яка виражається через схилення Сонця δ , і часу доби. Мається на увазі період, на протязі якого Сонце знаходиться над горизонтом. Його визначають через часовий кут ψ . Означена залежність має такий вид:

$$\sinh_{\odot} = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \psi \quad (2.8)$$

Як відомо, схилення δ - це кут між площиною екватора й напрямком на Сонце. Схилення змінюється від $\delta = 23,5^0$ в день літнього сонцестояння (22 червня для північної півкулі) до $\delta = -23,5^0$ в день зимового сонцестояння (22 грудня). Часовий кут - це кут, який відраховується на захід від площини меридіану до площини, що проходить через Сонце та полюси світу. Часовий кут пов'язується з часом t формулою

$$\psi = \frac{2\pi}{\Pi} t, \quad (2.9)$$

Де $\Pi = 86400c$ - тривалість сонячної доби.

Якщо підставити рівняння (2.8) до формули (2.7), то прийдемо до такого рівняння, яке характеризує залежність інсоляції від широти, пори року та доби

$$I = \frac{I_0^*}{R^2} (\sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \psi). \quad (2.10)$$

У практичних розрахунках найбільш часто використовуються добові кількості інсоляції. Їх можна отримати, проінтегрувавши рівняння (2.10) по змінній t в границях від часу сходу Сонця $-t_0$ до часу заходу t_0 (за початок координат приймається час істинного полудня). Величину t_0 можна знайти, виходячи з того, що в цей час кутова висота Сонця дорівнює нулю. Таким чином,

$$\sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \psi_0 = 0. \quad (2.11)$$

З нього, враховуючи рівність (2.9), маємо

$$-tg \varphi tg \delta = \cos \frac{2\pi}{\Pi} t_0 \quad (2.12)$$

$$t_0 = \frac{\Pi}{2\pi} \arccos[-tg \varphi tg \delta]. \quad (2.13)$$

За відомими властивостями цієї обернено тригонометричних функцій рівність (2.13) може бути записана так:

$$t_0 = \frac{\Pi}{2\pi} \left[\pi - \arccos(tg \varphi tg \delta) \right]. \quad (2.14)$$

Знайдемо, наприклад, час сходу та заходу Сонця на екваторі. При $\varphi = 0$ маємо $tg \varphi tg \delta = 0$; $\arccos 0 = \frac{\pi}{2}$; $t_0 = \frac{\Pi}{2\pi} \left(\pi - \frac{\pi}{2} \right) = \frac{\Pi}{4} = 6$ година.

Таким чином, на екваторі Сонце сходить о шостій годині ранку, а заходить о вісімнадцятій годині. Позначивши добову кількість інсоляції через Q , після інтегрування рівняння (3.10) у границях від $-t_0$ до t_0 отримаємо

$$Q = \frac{2I_0^*}{R^2} \left(t_0 \sin \delta \sin \varphi + \frac{\Pi}{2\pi} \cos \delta \cos \varphi \sin \frac{2\pi}{\Pi} t_0 \right) \quad (2.15)$$

На рис. 2.2 показана ця залежність добової інсоляції від схилення та широти.

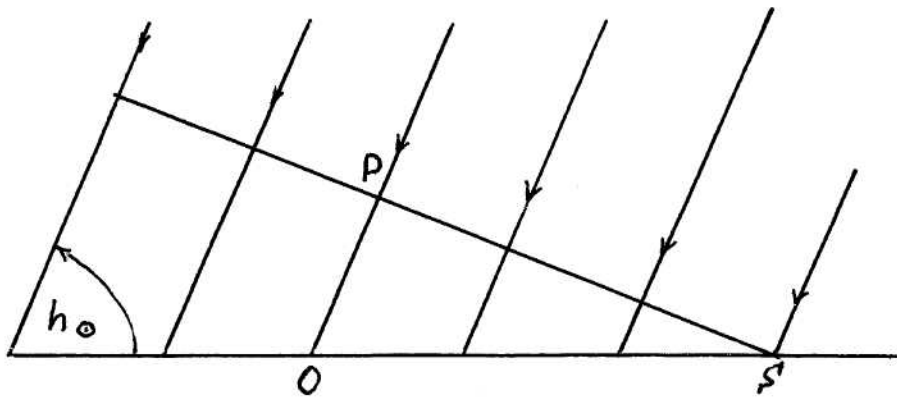


Рис. 2.1 – До впровадження поняття інсоляції

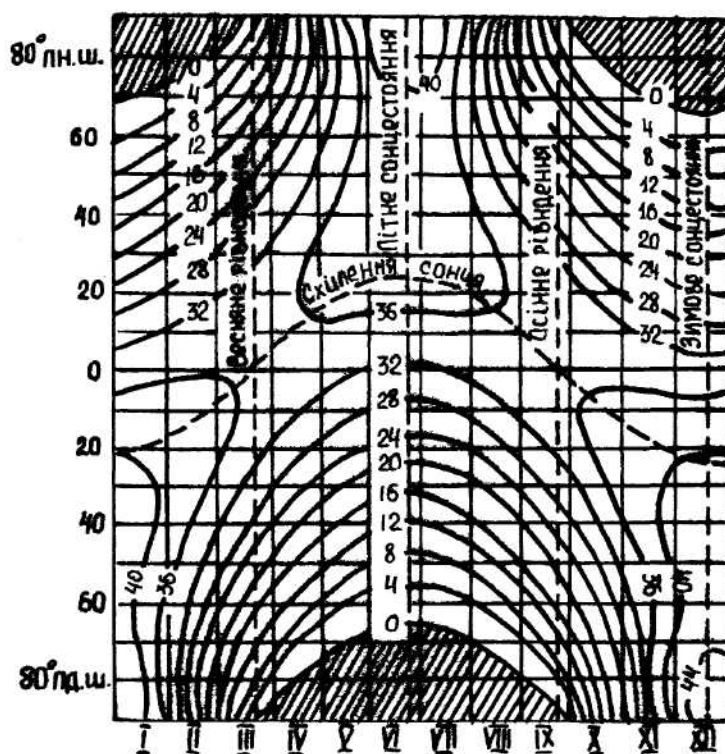


Рис. 2.2 – Додаток інсоляція на верхній границі атмосфери ($\text{мДж}/\text{м}^2$) при $I_0^* = 1,37 \text{ кВт}/\text{м}^2$, як функція широти і пори року

У зимовій півкулі в полярних областях Сонце не показується над горизонтом, тому інсоляція дорівнює нулю. У період зимового сонцестояння в північній півкулі вона дорівнює нулю, вже починаючи з широти $66,5^\circ$, на екваторі інсоляція дорівнює $36 \text{ мДж}/\text{м}^2$.

Влітку у відповідній півкулі зональність добової інсоляції суттєво зменшується порівняно з зимовими місяцями. У період літнього сонцестояння (для північної півкулі) добова інсоляція на полюсі досягає максимуму, що дорівнює $46 \text{ мДж}/\text{м}^2$. Найбільше значення добової

інсоляції на екваторі спостерігається у дні весняного та осіннього рівнодення. У ці часи вона досягає $37,7 \text{ мДж/м}^2$.

Збільшення добової інсоляції від екватора до полюса влітку відбувається нерівномірно. У північній півкулі спостерігаються два вторинних максимуми: один – між 40° та 45° північної широти (він має значення 42 мДж/м^2), другий – між 60° та 65° північної широти (біля 41 мДж/м^2).

Якщо зробити широтний переріз добових інсоляцій, то можна побачити, що добові інсоляції змінюються протягом року на різних широтах по-різному. На рис. 2.3 відображається річний хід добової інсоляції на північних широтах 85° , 60° , 30° та 0° . Видно, що з 23 вересня до 21 березня в полярні широти сонячна радіація зовсім не надходить і річна амплітуда коливання добової інсоляції дорівнює літньому максимуму. Зі зменшенням широти амплітуда річних коливань добової інсоляції зменшується й найменших значень вона досягає на екваторі.

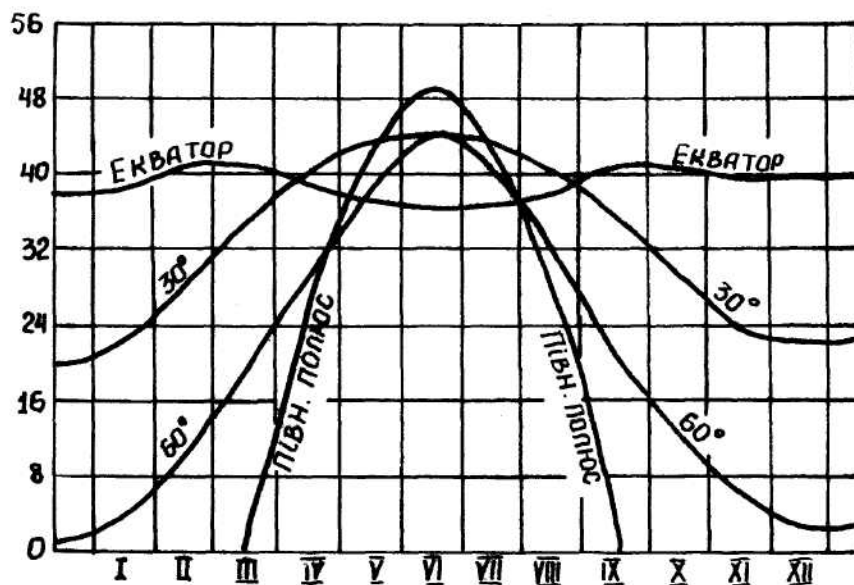


Рис. 2.3 – Річний хід добової інсоляції на різних широтах північної півкулі

Залежність інсоляції від пори року виражається через схилення δ та через відносну відстань від Землі до Сонця R . Щоб отримати інсоляцію за літнє й зимове півріччя, треба проінтегрувати рівняння (2.15) по δ . У результаті інтегрування його від точки весняного рівнодення, коли довгота Сонця на екліптиці дорівнює нулю (21 березня), до точки осіннього рівнодення, коли довгота Сонця дорівнює π (23 вересня), маємо таку формулу для літньої інсоляції:

$$Q_s = \frac{Q_0}{2} + \frac{I_0^* \Pi_0}{2\pi\sqrt{1-e^2}} \sin \varepsilon \sin \varphi. \quad (2.16)$$

Відповідна формула для зимової інсоляції Q_w має вид

$$Q_w = \frac{Q_0}{2} - \frac{I_0^* \Pi_0}{2\pi\sqrt{1-e^2}} \sin \varepsilon \sin \varphi. \quad (2.17)$$

У формулах (2.16) і (2.17) Q_0 - кількість інсоляції за рік, $\Pi_0 = 365,2422$ сонячних діб (протяжність року), ε - кут між площиною земного екватора та площиною екліптики (він дорівнює 23,4457), $e = 0,0167$ - ексцентриситет земної орбіти. Значення інсоляції за літнє й зимове півріччя приводяться в табл. 2.1

Таблиця 2.1 – Інсоляція за літнє, зимове півріччя та за рік (10^3 мДж/м)

φ^0	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90
Q_s	6,72	7,12	7,31	7,33	7,12	6,74	6,24	5,80	5,63	5,57
Q_w	6,72	6,15	5,40	4,52	3,52	2,47	1,40	0,56	0,13	0
Q_0	13,44	13,27	12,71	11,85	10,64	9,21	7,64	6,36	5,76	5,57

З таблиці виходить, що інсоляція за рік на екваторі у 2,5 рази більша, ніж на полюсі.

Піврічні значення інсоляції в північній та південній півкулях, як свідчать формули (2.16) – (2.17), однакові. Але тривалість астрономічних півріч різна. Якщо використати рівняння кеплерового руху для еліптичної орбіти, то отримаємо такі формули для тривалості літнього Π_s й зимового Π_w півріч у північній півкулі

$$\Pi_s = \frac{\Pi_0}{2} \left(1 + \frac{4}{\pi} e \sin \lambda_n \right), \quad (2.18)$$

$$\Pi_w = \frac{\Pi_0}{2} \left(1 - \frac{4}{\pi} e \sin \lambda_n \right), \quad (2.19)$$

де λ_n - довгота перигелію земної орбіти (сучасне значення $e \sin \lambda_n = 0,016454$).

Відношення Q_s/Π_s і Q_w/Π_w мають сенс середнього значення добової інсоляції в північній півкулі, а відношення Q_s/Π_w і Q_w/Π_s - в південній півкулі. Ясно, що середні добові інсоляції літом і зимою в північній півкулі відрізняються від їх значення в південній півкулі. У табл.

2.2 приводяться середні значення добової інсоляції в північній та південній півкулях. Розрахунки проводилися при $I_0^* = 1,37 \text{ кВт/м}^2$.

Таблиця 2.2 – Середні значення добової інсоляції (мДж/м²)

Півкуля	φ^0								
	10	20	30	40	50	60	70	80	90
літнє півріччя									
Північна	37,5	38,5	38,6	37,5	35,6	32,9	30,6	29,7	29,3
Південна	39,7	40,2	40,3	39,1	37,1	34,1	31,9	30,9	30,6
зимове півріччя									
Північна	33,8	29,7	24,8	19,3	13,6	7,7	3,1	0,7	0,0
Південна	32,4	28,5	23,8	18,5	13,0	7,4	3,0	0,7	0,0

Як видно, в північній півкулі на верхню границю атмосфери надходить сонячної радіації менше, ніж у південній півкулі. Взимку, навпаки, в північній півкулі середня добова інсоляція перевищує її значення в південній півкулі. Таким чином, річна амплітуда добової інсоляції в північній півкулі менша, ніж в південній.

Сонячна радіація з верхньої границі проходить крізь атмосферу до земної поверхні. Особливості проходження її крізь атмосферу називають процесом перенесення сонячної радіації в атмосфері. Розглянемо цей процес.

3 Перенос сонячної радіації в атмосфері

3.1 Рівняння переносу радіації. Закон Буге-Ламберта-Бера

Вузкий світловий пучок, що поширюється в середовищі, при взаємодії з речовиною середовища послаблюється. Якщо при проходженні товщини dl речовини в напрямку в напрямку поширення інтенсивність випромінювання зменшується від I_λ до $I_\lambda + dI'_\lambda$, то

$$dI'_\lambda = -\alpha_\lambda \rho I_\lambda dl, \quad (3.1)$$

де ρ - густина речовини. У загальному випадку масовий показник послаблення α_λ складається з масового показника поглинення й масового показника розсіювання. Отже, зменшення інтенсивності радіації відбувається за рахунок поглинення та розсіювання її в середовищі.

З другого боку, радіація може посилюватись, якщо середовище саме випромінює, або коли відбувається багаторазове розсіювання з усіх інших напрямків на тій же довжині хвилі λ у напрямок світлового пучка. Коефіцієнт функції джерела j_λ цієї частини радіації визначають так, щоб

повне збільшення інтенсивності було пропорційне густині речовини та елементарному шляху dl

$$dI''_{\lambda} = j_{\lambda} \rho dl. \quad (3.2)$$

Коефіцієнт функції джерела має такий же фізичний сенс, як і масовий показник послаблення. Загальне змінювання інтенсивності дорівнює

$$dI_{\lambda} = dI'_{\lambda} + dI''_{\lambda}, \quad (3.3)$$

або за рахунок рівностей (3.1) та (3.2)

$$dI_{\lambda} = -\alpha_{\lambda} \rho I_{\lambda} dl + j_{\lambda} \rho dl. \quad (3.4)$$

Замість коефіцієнта функції джерела використовувати функцію джерела J_{λ} , яка виражається через коефіцієнт функції джерела так:

$$J_{\lambda} = \frac{j_{\lambda}}{\alpha_{\lambda}} \quad (3.5)$$

Отже, загальна форма рівняння переносу радіації має такий вид:

$$\frac{dI_{\lambda}}{\alpha_{\lambda} \rho dl} = -I_{\lambda} + J_{\lambda}. \quad (3.6)$$

Для довжин хвиль, що відносяться до короткохвильової сонячної радіації, власним випромінюванням шару атмосфери з геометричною характеристикою dl можна знехтувати. Тому рівняння переносу сонячної радіації приймає вид

$$\frac{1}{\alpha_{\lambda} \rho} \frac{dI_{\lambda}}{dl} = -I_{\lambda} \quad (3.7)$$

Якщо при $l=0$ $I_{\lambda} = I_{\lambda_0}$, а при $l=l_1$ вона дорівнює I_{λ} , то інтеграл цього диференціального рівняння має форму

$$I_{\lambda} = I_{\lambda_0} \exp\left(-\int_0^{l_1} \alpha_{\lambda} \rho dl\right). \quad (3.8)$$

Оскільки α_{λ} характеризує послаблення сонячної радіації у стовпі повітря одиничної маси, масовий показник послаблення не може дуже змінюватися при змінюванні відстані від $l=0$ до $l=l_1$. Тому рівняння (3.8) можна переписати у такій формі, якщо урахувати відому теорему про середнє

$$I_{\lambda} = I_{\lambda_0} \exp\left(-\alpha_{\lambda} \int_0^{l_1} \rho dl\right). \quad (3.9)$$

Інтеграл

$$M = \int_0^{l_1} \rho dl \quad (3.10)$$

дорівнює масі нахиленого стовпа повітря одиничної площі перерізу, який має довжину l_1 . За рахунок цього, маємо

$$I_\lambda = I_{\lambda_0} e^{-\alpha_\lambda M}. \quad (3.11)$$

Рівняння (3.11) називається законом Буге-Ламберта-Бера. Із нього виходить, що ослаблення інтенсивності випромінювання, яке проходить через однорідне поглинаюче середовище, експоненціально зменшується зі збільшенням маси стовпа поглинаючої речовини.

Нехай маса вертикального стовпа повітря (рис.3.1) дорівнює M_0 .

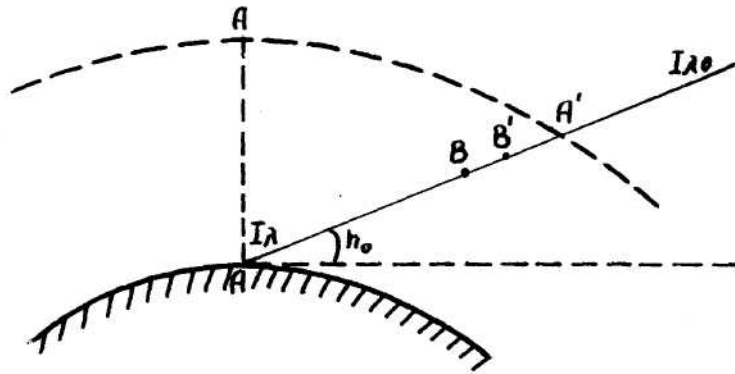


Рис. 3.1 – До формули для інтенсивності сонячної радіації

Відношення

$$m = \frac{M}{M_0} \quad (3.12)$$

має назву оптичної маси. Із геометричних співвідношень на рис. 3.1. видно, що

$$\frac{AA_1}{AA_2} = \cos ech_\odot, \quad (3.13)$$

з другого боку

$$\frac{AA_1}{AA_2} = \frac{M}{M_0} = m. \quad (3.14)$$

Отже,

$$m = \cos ech_\odot \quad (3.15)$$

Цю формулу можна використовувати при $h_{\odot} \geq 30^{\circ}$. При $h_{\odot} < 30^{\circ}$ треба урахувати рефракцію сонячних променів та кривину земної поверхні. Формула (3.15) дає такі результати:

h_{\odot}	90	80	70	60	50	40	30	20	10
m	1	1,02	1,06	1,16	1,30	1,55	2,00	2,90	5,60

Коли Сонце знаходиться біля горизонту, $m = 35,4$. Приведені значення оптичної маси свідчать про те, що вона змінюється дуже повільно при великих кутових висотах Сонця h_{\odot} і дуже швидко при малих.

За рахунок рівності (3.12) закон Буге-Ламберта-Бера приймає вид:

$$I_{\lambda} = I_{\lambda_0} e^{-\alpha_{\lambda} m M_0} \quad (3.16)$$

або

$$I_{\lambda} = I_{\lambda_0} e^{-\tau_{\lambda} m}, \quad (3.17)$$

якщо позначити $\alpha_{\lambda} M_0 = \tau_{\lambda}$. Безрозмірну величину τ_{λ} можна записати як

$$\tau_{\lambda} = \int_0^{\infty} \alpha_{\lambda} \rho dz, \quad (3.18)$$

оскільки

$$M_0 = \int_0^{\infty} \rho dz. \quad (3.19)$$

Вона характеризує ослаблення сонячної радіації для всього вертикального стовпа повітря й називається оптичною товщиною атмосфери. Оптична товщина шару атмосфери скінченої протяжності (від z до верхньої границі атмосфери) визначається формулою

$$\tau_{\lambda}(z) = \int_z^{\infty} \alpha_{\lambda} \rho dz. \quad (3.20)$$

Оскільки оптична маса атмосфери, як визначалося вище, швидко зменшується зі збільшенням кутової висоти Сонця при малих значеннях останньої й повільно – при великих, таким же чином, як виходить із формули (3.16), змінюється й інтенсивність випромінювання: вона швидко збільшується після сходу Сонця й швидко зменшується у вечірні часи та повільно змінюється в часи, близькі до полудня.

Із рівності (3.8) виходить, що

$$I_{\lambda} = I_{\lambda_0} \exp\left(-\int_0^{l_1} k_{\lambda} dl\right), \quad (3.21)$$

де $k_{\lambda} = \alpha_{\lambda} \rho$ - об'ємний (або лінійний) показник ослаблення. Якщо можна припустити, що густина повітря не змінюється з відстанню (наприклад, коли Сонце розташовано біля горизонту), то

$$I_{\lambda} = I_{\lambda_0} e^{-k_{\lambda} l_1}. \quad (3.22)$$

Формули (3.11) та (3.22) дають можливість розтлумачити фізичний сенс масового та об'ємного показників ослаблення. Із формули (3.11) виходить, що масовий показник ослаблення обернено пропорційний такій масі стовпа повітря, в якому сонячна радіація зменшується у e разів. Із формули (3.22) видно, що лінійний (об'ємний) показник ослаблення обернено пропорційний такій відстані, на протязі якої інтенсивність радіації зменшується в e разів. Також із формули (3.17) виходить, що оптичну товщину атмосфери можна трактувати, як величину обернено пропорційну такій масі атмосфери, яка зменшує інтенсивність сонячної радіації в e разів.

3.2 Коефіцієнт прозорості та фактор мутності атмосфери

Закон Буге-Ламберта-Бера (3.17) дає змогу при розгляданні процесу ослаблення сонячної радіації в атмосфері перейти від оптичної товщини атмосфери до іншої величини, яку зручно використовувати на практиці.

Позначимо

$$e^{-\tau_{\lambda}} = p_{\lambda}. \quad (3.23)$$

Тоді рівняння (3.17) приймає форму

$$I_{\lambda} = I_{\lambda_0} p_{\lambda}^m. \quad (3.24)$$

Величина p_{λ} називається коефіцієнтом прозорості атмосфери. Припустимо, що $m = 1$, тобто, що Сонце знаходиться в зеніті $h_{\odot} = \pi/2$.

Тоді

$$I_{\lambda}\left(\frac{\pi}{2}\right) = I_{\lambda_0} p_{\lambda}, \quad (3.25)$$

звідки

$$p_{\lambda} = \frac{I_{\lambda}(\pi/2)}{I_{\lambda_0}}. \quad (3.26)$$

Отже, фізичний сенс коефіцієнта прозорості атмосфери полягає у тому, що він є відносною частиною сонячної радіації, яка досягає земної поверхні, коли Сонце розташовується в зеніті. Так як $I_{\lambda}(\pi/2) < I_{\lambda_0}$, коефіцієнт прозорості завжди менше одиниці.

Як і оптична товщина атмосфери τ_{λ} , коефіцієнт прозорості p_{λ} , пов'язаний з нею формулою (3.23), характеризує фізичні властивості повітря з точки зору впливу його на ослаблення сонячної радіації над пунктом спостереження. Чим більша у вертикальному стовпі атмосфери концентрація оптично активних домішок та аерозольних частинок, тим більша оптична товщина й тим менший коефіцієнт прозорості атмосфери.

Коефіцієнт прозорості залежить від довжини хвилі. Для ідеальної атмосфери (ідеальною називають атмосферу, у якій немає водяної пари та аерозолі) залежність коефіцієнта прозорості від довжини хвилі така:

$\lambda_{\text{МКМ}}$	0,35	0,39	0,45	0,50	0,60	0,70	0,80	1,00	2,00
p_{λ}	0,551	0,685	0,812	0,874	0,938	0,966	0,980	0,992	0,999

Видно, що атмосфера більш прозора для ближньої інфрачервоної частини спектру й менш прозора для ближнього ультрафіолету.

Коефіцієнт прозорості атмосфери використовують і при розрахунках ослаблення інтегральної інтенсивності сонячної радіації. Але в цьому разі він має сенс деякого середнього коефіцієнта прозорості для всіх довжин хвиль.

Тоді

$$I = I_0 p^m. \quad (3.27)$$

І в цьому випадку коефіцієнт прозорості характеризує відносну частину інтегральної інтенсивності сонячної радіації, яка доходить до земної поверхні при положенні Сонця в зеніті. Але тепер він вже залежить від маси атмосфери m . Зі збільшенням оптичної маси, коефіцієнт прозорості p збільшується. Його збільшення відбувається тому, що при проходженні сонячної радіації крізь атмосферу не тільки зменшується інтенсивність, але й змінюється її спектральний склад. Якщо Сонце знаходиться в зеніті, то на ультрафіолетову радіацію приходить 4%, видиму – 46%, інфрачервону – 50%. Коли Сонце розташовується біля горизонту, ультрафіолетова радіація зовсім відсутня, на видиму приходить 28%, а на інфрачервону – 72%.

До речі, за рахунок цього ефекту колір Сонця змінюється на червоний при малих куткових його висотах.

Оскільки при проходженні крізь все більшу товщину атмосфери сонячна радіація все в більшій мірі збагачується довгохвильовою частиною спектру, а спектральний коефіцієнт прозорості зі збільшенням довжини хвилі збільшується, інтегральний коефіцієнт прозорості зростає при зростанні оптичної маси атмосфери. Змінення інтегрального коефіцієнта прозорості для ідеальної атмосфери відбувається таким чином:

<i>m</i>	1	2	3	4	5	8	10
<i>p</i>	0,906	0,916	0,922	0,927	0,935	0,941	0,946

Залежність коефіцієнта прозорості *p* від оптичної маси є причиною того, що його значення при різних умовах спостережень, тобто при різних значеннях маси, приводять до визначеної оптичної маси (*m* = 1 або *m* = 2).

Формулу для інтегральної інтенсивності сонячної радіації можна записати й через певну середню оптичну товщину атмосфери τ .

$$I = I_0 e^{-\tau m}. \quad (3.28)$$

Останню можна розділити на три складові

$$\tau = \tau_i + \tau_n + \tau_a, \quad (3.29)$$

де τ_i - оптична товщина для ідеальної атмосфери, τ_n і τ_a - оптичні товщини, що характеризують ослаблення радіації поглиненням оптично активними домішками атмосфери (головним чином водяною парою та вуглекислим газом) й ослабленням її атмосферним аерозолем.

Фактором мутності *T* називається відношення

$$T = \frac{\tau}{\tau_i}. \quad (3.30)$$

За рахунок цього формулу (3.28) можна записати так:

$$I = I_0 e^{-\tau_i T \cdot m}. \quad (3.31)$$

Позначимо

$$p_i = e^{-\tau_i}. \quad (3.32)$$

Зрозуміло, що формула (3.32) має сенс коефіцієнта прозорості ідеальної атмосфери для інтегральної інтенсивності сонячної радіації.

Тоді

$$I = I_0 p_i^{T \cdot m}. \quad (3.33)$$

Порівнюючи формули (3.33) і (3.27), можна прийти до висновку, що фактор мутності показує скільки ідеальної атмосфери було потрібно, щоб ослаблення сонячної радіації було таким, яке дає одна реальна атмосфера. Із формул (3.33) та (3.27) виходить, що

$$T = \frac{\lg p}{\lg p_i}. \quad (3.34)$$

Фактор мутності змінюється в широких границях. При $m = 2$ середнє його значення дорівнює 5,20 при дуже низькій прозорості, 2,92 – при нормальній та 1,91 – при високій.

Як вже відзначалось, ослаблення сонячної радіації в атмосфері відбувається за рахунок двох ефектів – поглинення й розсіювання. Тому загальний масовий показник ослаблення можна представити як суму масового показника поглинення α'_λ й масового показника розсіювання α''_λ сонячної радіації.

3.3 Пряма сонячна радіація

Радіацію, що надходить як пучок паралельних променів від Сонця до місця спостереження, після проходження її через атмосферу, називають прямою сонячною радіацією. Розглянуті вище положення дають можливість визначити, що інтенсивність прямої сонячної радіації залежить від сонячної сталості, кутової висоти Сонця й фізичного стану атмосфери, тобто від концентрації поглинаючих газів і твердих аерозольних часток, а також від наявності хмар і туманів. Висота Сонця чинить великий вплив на інтенсивність прямої сонячної радіації безпосередньо, а також через оптичну масу атмосфери. Проте не меншу роль відіграє й мутність атмосфери, збільшення якої приводить до збільшення оптичної товщини атмосфери й, як показано вище, до зменшення коефіцієнта прозорості. Окрім формул (3.23) і (3.24), що характеризують цю залежність, може бути застосована формула В.Г. Кастрова

$$I = \frac{I_0}{1 + cm}, \quad (3.35)$$

де c - величина, яка характеризує прозорість атмосфери,
 m - оптична маса.

Коефіцієнт c в меншій мірі залежить від оптичної маси, ніж коефіцієнт прозорості p .

У табл. 3.1 і 3.2 містяться середні значення інтенсивності на перпендикулярній (I) та горизонтальній (I') поверхнях прямої сонячної

радіації, що одержані Н.Н. Калитіним за даними вимірювань на семи станціях.

Таблиця 3.1 – Інтенсивність прямої сонячної радіації (кВт/м²) на перпендикулярну площадку

Прозорість	c	h_{\odot}					
		6,8	11,3	14,3	19,3	30,3	41,8
Дуже низька	0,91	0,110	0,208	0,272	0,366	0,487	0,595
низька	0,67	0,170	0,292	0,364	0,456	0,588	0,699
понижена	0,54	0,237	0,372	0,452	0,541	0,670	0,768
нормальна	0,43	0,476	0,552	0,636	0,644	0,769	0,852
підвищена	0,34	0,419	0,568	0,644	0,735	0,852	0,926
висока	0,27	0,522	0,667	0,745	0,828	0,942	1,000
ідеальна атмосфера	0,13	0,837	0,949	0,998	1,053	1,131	1,173

В табл. 3.1 c - коефіцієнт формули (3.35). Як видно, пряма сонячна радіація при дуже низькій прозорості атмосфери порівняно до ідеальної атмосфери зменшується майже у два рази при великій і майже у вісім разів – при малій кутовій висоті Сонця.

Таблиця 3.2 – Інтенсивність прямої сонячної радіації (кВт/м²) на горизонтальну площадку

c	h_{\odot}					
	7	10	15	20	30	40
0,91	0,01	0,04	0,07	0,13	0,24	0,37
0,67	0,02	0,05	0,10	0,16	0,29	0,44
0,54	0,03	0,06	0,12	0,19	0,34	0,48
0,43	0,04	0,08	0,15	0,22	0,38	0,54
0,34	0,05	0,09	0,17	0,25	0,43	0,59
0,27	0,06	0,11	0,20	0,29	0,48	0,64
0,13	0,11	0,16	0,26	0,36	0,56	0,75

Якісна характеристика прозорості атмосфери у табл. 3.2 може бути визначена через значення коефіцієнта c і табл. 3.1. Дані табл. 3.2 показують, що прозорість атмосфери впливає на інтенсивність прямої сонячної радіації на горизонтальну площадку приблизно в такій же мірі, як і на вертикальну. Дещо більший вплив виявляється при положенні Сонця біля горизонту.

На кількість прямої сонячної радіації дуже впливає хмарність. При малих кутових висотах Сонця (до 15-20⁰) навіть такі хмари, як перисті або перистошаруваті, що відносяться до верхнього ярусу, повністю відбивають

та розсіюють сонячну радіацію. При високо - купчастих хмарах інтенсивність прямої сонячної радіації на горизонтальну площадку відрізняється від нуля тільки при кутових висотах Сонця більших від 30° . Пряма сонячна радіація при повній хмарності нижнього ярусу (при таких хмарах, як шаруваті, шарувато-купчасті та шарувато-дощові) повністю відсутня, так що до земної поверхні доходить тільки розсіяна радіація. Отже, енергія прямої сонячної радіації – це енергія радіації, яка залишається після процесів поглинення та розсіювання її в атмосфері на шляху від верхньої границі до земної поверхні. Розглянемо фізичну суть цих процесів.

4 Поглинення сонячної радіації в атмосфері

4.1 Формування ліній поглинення

Сонячна радіація, що проходить крізь земну атмосферу, частково поглинається атмосферними газами. Згідно із законом Кірхгофа поглинення та випромінювання – це взаємно обернені процеси. Тому, розглядаючи спектри поглинення сонячної радіації, ми будемо мати на увазі й спектри випромінювання.

Спектроскопічні дані високого розділення показують, що спектри випромінювання деяких газів складаються з великої кількості спектральних ліній. Пояснення цього явища дав в 1913 році Бор на основі дослідження спектра водню. Бор постулював, що кругові орбіти електронів квантовані, тобто їх кутовий момент може мати значення, що у ціле число разів більше, ніж деяке значення вихідної величини. Атоми водню знаходяться в певному стаціонарному стані, в якому вони не випромінюють. Випромінювання відбувається тільки тоді, коли атом переходить із стану з енергією E_{n2} в стан із меншою енергією E_{n1} . Таким чином,

$$E_{n2} - E_{n1} = h\tilde{\nu}, \quad (4.1)$$

де $h\tilde{\nu}$ - квант енергії, що виноситься фотоном, який висилається атомом при переході. Стан із мінімальною енергією називається основним. Коли електрон, що обертається навколо ядра атома, поглинає енергією й переходить на орбіту з більшим енергетичним рівнем, він стає збудженим. Тільки з цього стану може відбутися раптовий перехід в стан із меншою енергією, при якому випромінюється частка енергії у виді фотона. Ці процеси схематично зображені на рис. 4.1.

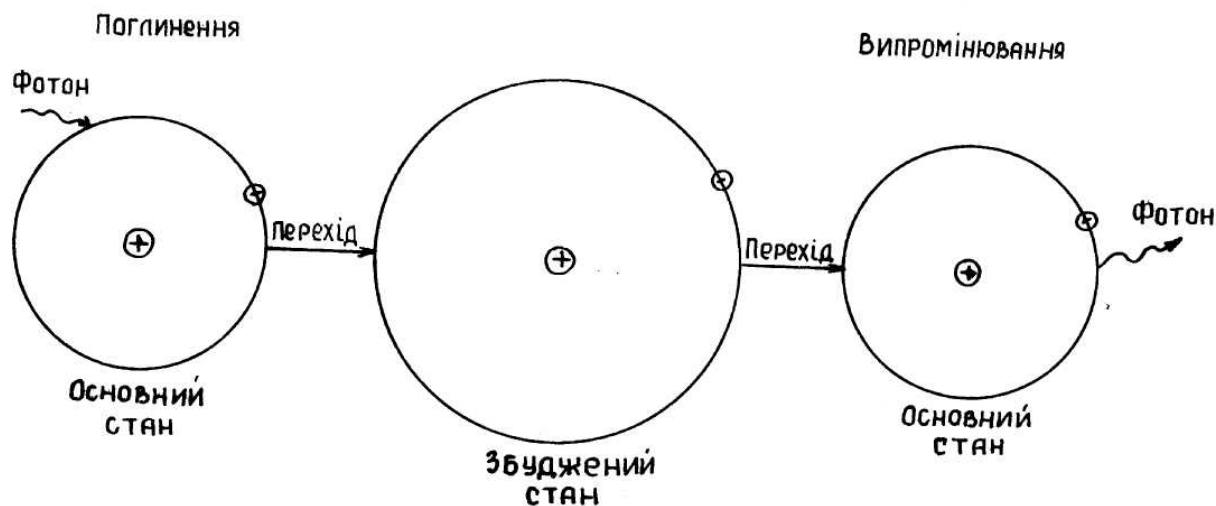


Рис. 4.1 – Випромінювання та поглинання енергії атомом водню

Бор постулював, що кутовий момент L може приймати тільки дискретні значення:

$$L = \frac{h}{2\pi} n, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (4.2)$$

У рівнянні (4.1) – (4.2) h - стала Планка.

Використовуючи це правило та виходячи з рівняння руху електрона, він показав, що повна енергія атома дорівнює

$$E = -\frac{2\pi^2 m_e e^4}{h^2} \cdot \frac{1}{n^2}, \quad (4.3)$$

де m_e - маса електрона, e - його заряд.

Позначимо через n_1 і n_2 - цілі величини, які характеризують нижній та верхній енергетичний стан. Тоді енергія нижнього стану визначається формулою

$$E_{n_1} = -\frac{2\pi^2 m_e e^4}{h^2} \cdot \frac{1}{n_1^2}, \quad (4.4)$$

а верхнього стану формулою

$$E_{n_2} = -\frac{2\pi^2 m_e e^4}{h^2} \cdot \frac{1}{n_2^2}. \quad (4.5)$$

Із формул (4.1), (4.4) і (4.5) можна знайти частоту лінії випромінювання або поглинання у спектрі водню. Очевидно, вона дорівнює

$$\tilde{\nu} = \frac{2\pi^2 m_e e^4}{h^3} \cdot \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right). \quad (4.6)$$

Можливі електронні переходи для водню та відповідні серії ліній поглинення зображені на рис.4.2. На ньому показані квантові числа, що характеризують енергетичні рівні, енергія для яких виражається в електрон вольтах ($1\text{eV} = 1,60219 \cdot 10^{-19}$ Дж). Між рівнями $n = 6$ і $n = \infty$ знаходиться нескінченне число рівнів.

Кожний квантовий стрибок поміж фіксованими енергетичними рівнями приводить до випромінювання або поглинення квантів характерної частоти або довжини хвилі. Ці кванти у спектрі проявляються як лінії випромінювання. Такий спектр називається монохроматичним.

Монохроматичне випромінювання ніколи не спостерігається, тому що енергетичні рівні, з яких і на які відбуваються переходи завдяки зовнішнім впливам на атоми і молекули та втратам енергії за рахунок самого випромінювання, виявляються ледве розмазаними. Це приводить до того, що замість спектральних ліній спостерігаються спектральні смуги. Цей процес носить назву уширення спектральних ліній.

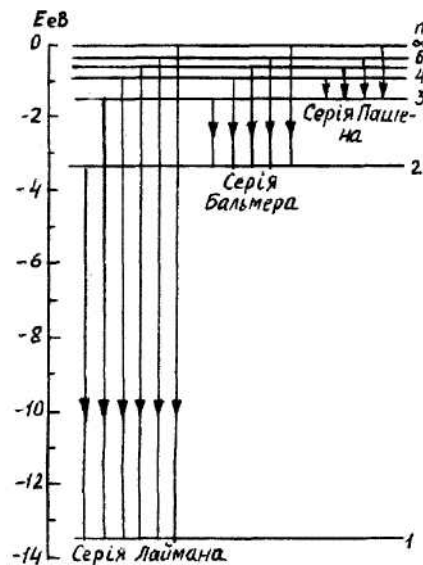


Рис. 4.2 – Схема енергетичних рівнів атома водню

Уширення спектральних ліній обумовлюється такими факторами:

- 1) утратою енергії при випромінюванні;
- 2) збуренням завдяки зіткненням між поглинаючими молекулами та між поглинаючими та непоглинаючими молекулами;
- 3) ефектом Доплера, що виникає внаслідок різниць між швидкостями теплових рухів атомів і молекул.

Уширення ліній при втратах енергії на випромінювання (природне уширення) практично нехтовно мале порівняно з тими, які виникають за рахунок зіткнень (уширення тиском) та ефекту Доплера (доплерівське уширення).

4.2 Уширення тиском

Уширення тиском переважає в атмосфері на висотах, нижчих за 40 км, де відносно високий атмосферний тиск.

Під дією прикладеного електричного поля, \vec{E} , яке утворює падаюче випромінювання, в атомі чи молекулі відбувається дипольний розподіл напруженості. Внаслідок цього, виникають електричні диполі. Добуток відстані, яка розділяє додатні та від'ємні заряди, на їх значення називається дипольним моментом. Якщо дипольний момент розділити на об'єм, то одержану величину називають поляризацією \vec{p} . Вектор поляризації для N диполів має вид:

$$\vec{p} = N\alpha\vec{E}, \quad (4.7)$$

де α - коефіцієнт поляризованості. З коефіцієнтом поляризованості рівнянням

$$m^2 - 1 = 4\pi N\alpha \quad (4.8)$$

зв'язаний безрозмірний коефіцієнт заломлення m .

За означенням вектора поляризації маємо

$$\vec{p} = Ne\vec{r}, \quad (4.9)$$

де e - заряд електрона, \vec{r} - радіус-вектор відстані. Якщо об'єднати рівняння (4.7) та (4.9), то будемо мати:

$$\alpha\vec{E} = e\vec{r} \quad (4.10)$$

Сила сумісного впливу електричного та магнітного полів на електрон визначається рівнянням Лоренца

$$\vec{F} = e\left[\vec{E} + (\mu/c)\vec{V} \times \vec{H}\right] \quad (4.11)$$

де \vec{V} - швидкість електрона,

\vec{H} - магнітне поле,

c - швидкість світла,

μ - проникність повітря.

Швидкість електрона порівняно зі швидкістю світла дуже мала. Тому можна знехтувати силою, обумовленою дією магнітного поля. Отже, сила що діє на електрон, обумовлена такими факторами:

- а) прискоренням електрона;
 б) силою гальмування, яка виникає при випромінюванні електромагнітної енергії електронами, що коливаються, і порційна швидкість електронів;
 в) прискорюючою силою коливань, яка пропорційна відстані r ,
 Ураховуючи перелічені фактори та рівняння (4.11), на основі другого закону Ньютона для одиниці маси електрона маємо

$$\frac{\vec{F}}{m_e} = \frac{e\vec{E}}{m_e} = \frac{d^2\vec{r}}{dt^2} + \gamma \frac{d\vec{r}}{dt} + \xi\vec{r}, \quad (4.12)$$

де $\gamma = 4\pi a$ - коефіцієнт гальмування, а $\xi = 4\pi^2\tilde{\nu}$ - коефіцієнт прискорення.

Ураховуючи значення цих коефіцієнтів, диференціальне рівняння (4.12) перепишемо в скалярній формі таким чином:

$$\frac{d^2r}{dt^2} + 4\pi a \frac{dr}{dt} + 4\pi^2\tilde{\nu}_0 r = \frac{eE}{m_e}. \quad (4.13)$$

Розв'язок однорідного диференціального рівняння другого порядку має вид

$$r = r_0 e^{-ir\pi\tilde{\nu}t}, \quad (4.14)$$

де $\tilde{\nu}$ - частота

Очевидно, що за умовою (4.14),

$$\frac{dr}{dt} = r_0 e^{-ir\pi\tilde{\nu}t} (-i2\pi\tilde{\nu}) = -i2\pi\tilde{\nu}r, \quad (4.15)$$

$$\frac{d^2r}{dt^2} = r_0 e^{-i2\pi\tilde{\nu}t} (-ir\pi\tilde{\nu})^2 = -4\pi^2\tilde{\nu}^2 \cdot r \quad (4.16)$$

Підставимо рівняння (4.14) – (4.16) в ліву частину рівняння (4.13). Будемо мати

$$4\pi^2 \left[\tilde{\nu}_0^2 - \tilde{\nu}^2 - i2a\tilde{\nu} \right] r = \frac{eE}{m_e}. \quad (4.17)$$

Але із рівняння (4.10), записаного у скалярній формі, маємо:

$$\alpha = \frac{er}{E} \quad (4.18)$$

Підставимо тепер в (4.18) замість r його значення із рівняння (4.17), будемо мати:

$$\alpha = \frac{e^2}{m_e(\tilde{\nu}_0^2 - \nu^2 - 2a\tilde{\nu})}. \quad (4.19)$$

Якщо численик та знаменник правої частини одержаного рівняння помножити на комплексно-спряжене число, то одержимо

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi^2 m_e} \left[\frac{\tilde{\nu}_0^2 - \tilde{\nu}^2}{(\tilde{\nu}_0^2 - \tilde{\nu}^2)^2 + 4\tilde{\nu}^2 a} + i \frac{2\tilde{\nu} a}{(\tilde{\nu}_0^2 - \tilde{\nu}^2)^2 + 4\tilde{\nu}^2 a} \right] \quad (4.20)$$

Звертаючись тепер до формули (4.8), запишемо

$$\begin{aligned} m^2 - 1 &= \frac{Ne^2}{\pi m_e} \left[\frac{\tilde{\nu}_0^2 - \tilde{\nu}^2}{(\tilde{\nu}_0^2 - \tilde{\nu}^2)^2 + 4\tilde{\nu}^2 a} + i \frac{\alpha \tilde{\nu} a}{(\tilde{\nu}_0^2 - \tilde{\nu}^2)^2 + 4\tilde{\nu}^2 a} \right] = \\ &= R_e(m^2 - 1) + iI_m(m^2 - 1). \end{aligned} \quad (4.21)$$

Масовий показник поглинення радіації зв'язаний з уявною частиною рівняння (4.21) таким чином:

$$\alpha'_{\tilde{\nu}} = \frac{4\pi\tilde{\nu}_0 I_m(m^2 - 1)}{c} \quad (4.22)$$

Підставимо в рівність (4.22) $I_m(m^2 - 1)$ з (4.21).

Будемо мати:

$$\alpha'_{\tilde{\nu}} = \frac{8Ne^2\tilde{\nu}a}{cm_e \left[(\tilde{\nu}_0^2 - \tilde{\nu}^2) + 4\tilde{\nu}^2 a \right]}. \quad (4.23)$$

Рівняння (4.23) можна спростити. Біля резонансної частоти $\tilde{\nu}_0^2 - \tilde{\nu}^2 = (\tilde{\nu}_0 + \tilde{\nu})(\tilde{\nu}_0 - \tilde{\nu}) = -2\tilde{\nu}_0(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0)$. Тому

$$\alpha'_{\tilde{\nu}} = \frac{2Ne^2}{cm_e} \frac{a}{(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0)^2 + a^2} = \frac{s}{\pi} \frac{a}{(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0)^2 + a^2}, \quad (4.24)$$

де $s = \frac{2Ne^2}{cm_e}$

Рівняння (4.24) визначає форму спектральної смуги, обумовленої зіткненнями, і називається контуром Лоренца. У ньому s - інтенсивність

смуги, a - напівширина смуги на рівні половини максимуму функції α'_ν , $\tilde{\nu}_0$ - частота ідеальної монохроматичної лінії. Із рівняння (4.24) виходить, що при $\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_0$ масовий показник поглинення має максимум, який дорівнює

$$\alpha'_{\tilde{\nu}_{\max}} = \frac{s}{\pi a} \quad (4.25)$$

На рис. 4.3 зображується лоренцівський контур.

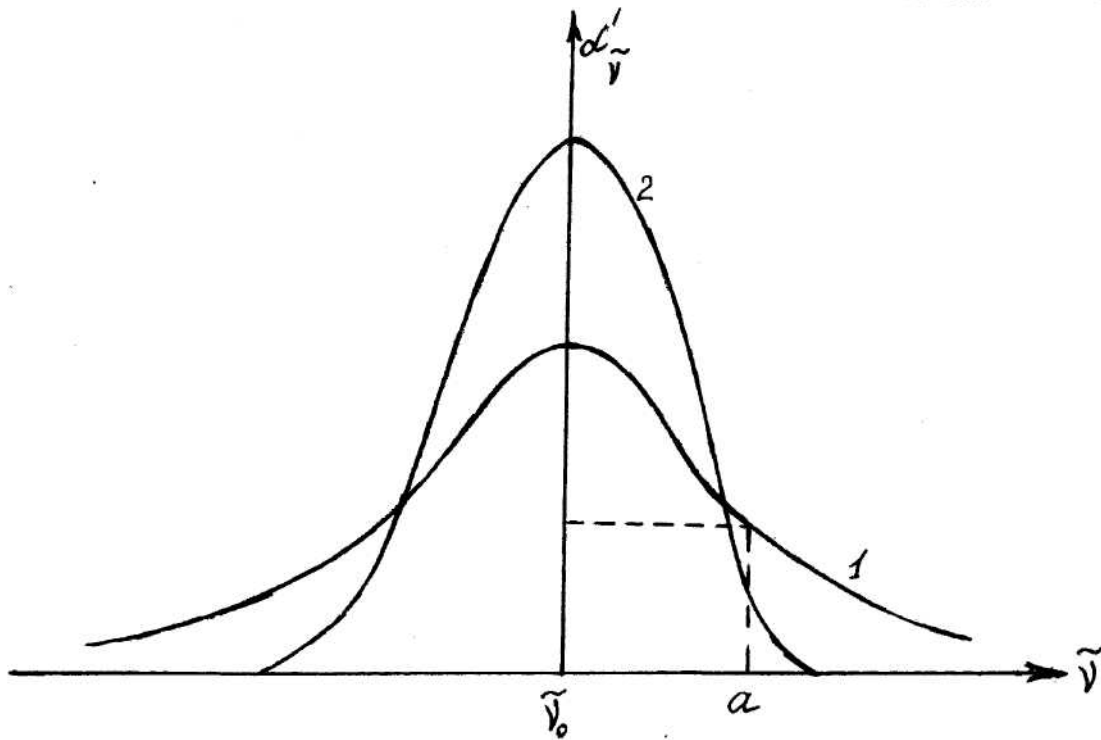


Рис. 4.3 – Лоренцівський (1) і доплерівський (2) контури при однаковій інтенсивності смуги

Напівширина контуру Лоренца залежить від атмосферного тиску та температури. Ця залежність має вигляд

$$a = a_0 \frac{p}{p_0} \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/2}, \quad (4.26)$$

де a_0 - напівширина контуру при стандартних тиску p_0 й температурі T_0 . Від температури повітря залежить також інтенсивність смуги яка виражається також площею криволінійної трапеції

$$s = \int_{-\infty}^{\infty} \alpha'_\nu d\tilde{\nu}. \quad (4.27)$$

Залежність інтенсивності від температури має таку форму:

$$s = s_0 \left(\frac{T_0}{T} \right)^m \exp \left[-\frac{E}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right], \quad (4.28)$$

де E - енергія нижнього рівня,

k - стала Больцмана,

m - числовий показник, який залежить від поглиначя. Наприклад, для CO_2 $m=1$, для H_2O $m=3/2$, для O_3 $m=5/2$. s_0 - інтенсивність лінії при нормальних атмосферних умовах.

4.3 Доплерівське уширення

Вище 40 км уширення тиском можна знехтувати. Припустимо, що молекула у деякому квантовому стані випромінює на частоті $\tilde{\nu}_0$. Якщо ця молекула має складову швидкості в напрямку від молекули до спостерігача ν і якщо $\nu \ll c$, де c - швидкість світла, то з точки зору спостерігача, що знаходиться у стані спокою, частота $\tilde{\nu}_0$ змінюється до частоти

$$\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_0 (1 \pm \nu/c). \quad (4.29)$$

Нехай імовірність того, що складова швидкості розташовується між ν і $\nu + d\nu$ дорівнює $p(\nu)d\nu$. Згідно з кінетичною теорією газів, якщо поступальні рухи молекул відбуваються при термодинамічній рівновазі, то $p(\nu)$ описується розподілом Максвела - Больцмана

$$p(\nu) = \frac{m^{1/2}}{(2\pi kT)^{1/2}} \exp \left(-\frac{m\nu^2}{2kT} \right), \quad (4.30)$$

де m - маса молекули,

k - стала Больцмана,

T - абсолютна температура.

Оскільки доплерівське уширення відбувається за рахунок зміщення частот, то залежність нормованого на інтенсивність s смуги масового показника поглинення $\alpha'_{\tilde{\nu}}$ від частоти $\tilde{\nu}$ й дає контур смуги поглинення. Цю залежність можна виразити як добуток похідної частоти по швидкості на ймовірність швидкості випромінюючої молекули, тобто

$$\frac{\alpha'_{\tilde{\nu}}}{s} = \frac{d\tilde{\nu}}{d\nu} p(\nu). \quad (4.31)$$

Підставимо в рівність (4.31) значення $p(\nu)$. Тоді, якщо знайти диференціал частоти $\tilde{\nu}$, використовуючи формулу (4.29), будемо мати

$$\frac{\alpha'_{\tilde{\nu}}}{s} = \frac{1}{\sqrt{\pi \left(\frac{2kT}{m}\right)^{1/2}}} \exp \left[-\frac{(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0)^2}{\left(\frac{\tilde{\nu}_0}{c}\right)^2 \frac{2kT}{m}} \right] \frac{\tilde{\nu}_0}{c}, \quad (4.32)$$

Позначивши

$$a_D = \left(\frac{\tilde{\nu}_0}{c}\right) \left(\frac{2kT}{m}\right)^{1/2} \quad (4.33)$$

прийдемо до формули

$$\alpha'_{\tilde{\nu}} = \frac{s}{a_D \sqrt{\pi}} \exp \left[-\left(\frac{\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0}{a_D}\right)^2 \right], \quad (4.34)$$

що описує контур доплерівського уширення. Величина a_D має сенс міри доплерівської ширини смуги поглинення.

Графічне зображення доплерівського контуру в порівнянні з лоренцевим контуром знаходиться на рис. 4.3. Оскільки коефіцієнт поглинення при доплерівському уширенні залежить від $\exp \left[-(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0)^2 \right]$, інтенсивність смуги поглинення швидко зменшується з віддаленням від її центру, де інтенсивність має максимум

$$\alpha'_{\tilde{\nu}_{\max}} = \frac{s}{a_D \sqrt{\pi}}. \quad (4.35)$$

Отже, інтенсивність доплерівської смуги поглинення має на крилах смуги значно меншу інтенсивність, ніж інтенсивність на крилах лоренцевого контуру. Звідси виходить, що коли відбулося повне насичення в центрі смуги, будь-яке додаткове поглинення буде відбуватися на крилах й буде обумовлене більше ефектом зіткнення, ніж доплерівським зміщенням частот.

4.4 Особливості поглинення сонячної радіації в атмосфері

Перш за все, розглянемо рис. 4.4, на якому відображається ослаблення сонячної радіації в атмосфері. Крива 1 характеризує спектральний потік радіації Сонця на верхній границі атмосфери. Спектральний потік радіації, яка дійшла б до земної поверхні при відсутності процесу поглинення її в

атмосфері, характеризується кривою 2. Область графіка між кривими 1 і 2 відображає кількість сонячної радіації, яка розсіюється чистою атмосферою. Заштриховані області характеризують інтенсивність поглинення сонячної радіації в різних частинах спектру. Із рис.4.4 виходить, що ультрафіолетова радіація довжин хвиль 0,01-0,29 мкм до земної поверхні взагалі не доходить. Спостерігаються смуги поглинення у видимій частині спектру. Дуже інтенсивно сонячна радіація поглинається в ближньому інфрачервоному діапазоні.

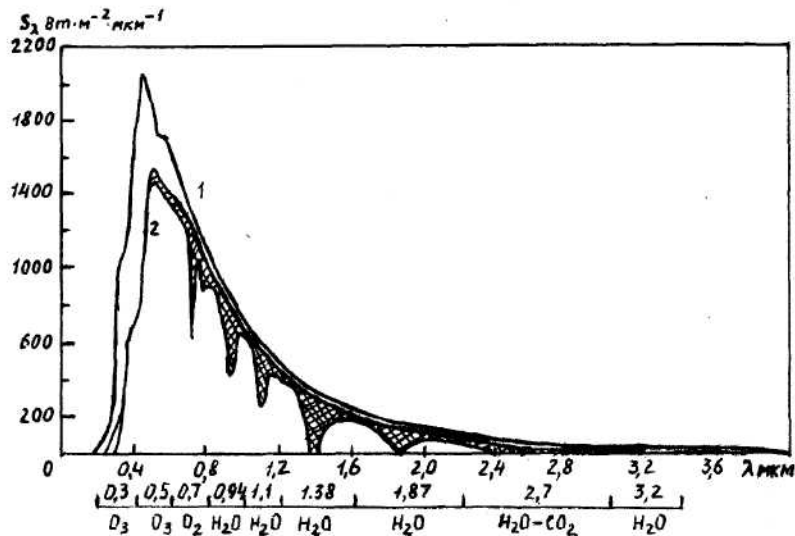


Рис. 4.4 – Розподіл спектральної щільності потоку сонячної радіації

Якщо коефіцієнт прозорості атмосфери відносно тільки механізму поглинення позначити

$$p_{\lambda} = e^{-\alpha'_{\lambda}}, \quad (4.36)$$

то інтенсивність поглинення можна характеризувати коефіцієнтом поглинення

$$a_{\lambda} = 1 - e^{-\alpha'_{\lambda}} \quad (4.37)$$

До того, як перейти до обговорення поглинення в ультрафіолетовому, видимому та інфрачервоному діапазонах сонячного спектра, розглянемо різноманітні шляхи накопичування енергії молекулою. Всілякі частки, які рухаються у просторі, володіють кінетичною енергією, котра називається енергією поступального руху. Осереднену енергію поступального руху окремої молекули можна визначити як $\frac{kT}{2}$, де k - стала Больцмана, T - абсолютна температура. Молекула, що складається із атомів, може обертатися навколо осі, яка проходить через центр ваги. Енергія такого

руху молекули називається обертальною енергією. В молекулах атоми пов'язані визначеними силами й можуть коливатися відносно інших біля деякого положення рівноваги. Енергія коливальних рухів атомів молекули називається коливальною енергією. Окрім обертальної й коливальної частин внутрішньої енергії молекул, існує ще одна її частина, що має назву електронної енергії. Вона обумовлена, як вже визначалось, переходами електронів атомів з одного енергетичного рівня на інші. Всі ці типи внутрішньої енергії молекули квантовані, тобто можуть приймати тільки визначені дискретні значення. Поглинення та випромінювання радіації має місце при переході атомів і молекул з одного енергетичного стану в інший. Атоми можуть мати лінійчаті спектри, обумовлені змінами енергії електронів. Молекули можуть мати й два інших типа енергій, виявлення яких приводить до виникнення дуже складних систем смуг у спектрі. Обертальні та коливальні ефекти характерні для складних молекул, які мають три й більше атомів. До таких молекул атмосферних газів відносяться такі оптично активні домішки, як O_3 , CO_2 і H_2O . Обидва останні гази мають велике значення при поглиненні теплової інфрачервоної радіації. Більш детально особливості формування коливальних та обертально коливальних смуг поглинення будуть розглядатися при вивченні фізичних особливостей переносу теплової інфрачервоної радіації в атмосфері. Озон також має інтенсивну смугу в спектрі теплової інфрачервоної радіації.

Сонячне випромінювання в атмосфері поглинається, головним чином, газами O_2 , O_3 , O , N_2 й N . Деяку роль грають і H_2O та CO_2 . Поглинається сонячна радіація й газами, які поступають в атмосферу, головним чином, завдяки антропогенній діяльності. Це NO , N_2O , CO , CH_4 . Проте кількість їх в атмосфері дуже мала й тому вони грають деяку роль в поглиненні сонячної радіації атмосферним повітрям у великих промислових центрах.

Спектри поглинення молекулярного та атомарного кисню, азоту, а також, як вже визначалось, озону зв'язані з електронними переходами й розташовуються в ультрафіолетовому діапазоні сонячного спектра.

Ультрафіолетовий спектр поглинення атомарного (O) та молекулярного (O_2) кисню починається на довжині хвилі біля 0,26 мкм, простягається в області більш коротких хвиль й складається з декількох смуг:

а) смуги Герцберга. Вони розташовані між 0,26 й 0,20 мкм, дуже слабкі й дають незначний внесок в поглинення сонячної радіації. Вони перекриваються в цій області спектра значно сильнішими смугами озона. Але смуги Герцберга мають важливе значення при утворенні озона;

б) смуги Шумана – Рунге між 0,20 й 0,125 мкм. Вони дають дуже сильне поглинення;

в) декілька смуг існує між довжинами хвиль 0,125 і 0,100 мкм. Серед них особливе значення має лінія Лайман - альфа на довжині хвилі 0,1216 мкм, яка має дуже велику інтенсивність;

г) дуже сильні смуги поглинення молекулярного кисню (O_2) розташовані в області спектра з довжинами хвиль менше 0,1 мкм. Вони називаються смугами Хопфілда;

д) континуальний спектр поглинення атомарного кисню в області 0,100-0,001 мкм.

Спектр поглинення молекулярного (N_2) та атомарного (N) азоту починається на довжині хвилі 0,145 мкм і також складається із декількох ділянок.

а) Область 0,145-0,100 мкм має назву смуг Лаймана-Берджа-Хопфілда. Вони складаються з вузьких ліній з різким обрисом.

б) Смуги поглинення між 0,100 й 0,08 мкм називаються смугами Танакі-Уорлі. Вони дуже складні й показник поглинення у них різко змінюється з довжиною хвилі.

в) В області довжини хвиль, менших, ніж 0,08 мкм, спектр поглинення утворюється іонізаційним континуумом. Іонізація – це процес вилучення електрона з його орбіти. При цьому, атом чи молекула можуть поглинати більше енергії, ніж необхідно для вилучення електрона. Ця додаткова енергія не квантована. Тому поглинення не вибіркоче, а неперервне.

Поглинення сонячного ультрафіолетового випромінювання супроводжується фотохімічною дисоціацією частини молекул кисню та азоту. Відбувається також іонізація частини молекулярного та атомарного кисню й азоту. Формування іонізованих шарів в верхній атмосфері пов'язано, головним чином, із таким процесом.

Один з основних компонентів верхньої атмосфери – молекулярний кисень – слабо поглинає радіацію в діапазоні 0,2-0,3 мкм. Випромінювання в цій області сонячного спектра поглинається в верхній стратосфері озоном. Озон також має декілька смуг поглинення.

а) Дуже сильні смуги поглинення в діапазоні 0,2-0,3 мкм, які називаються смугами Хартлі.

б) Менш інтенсивні смуги озону в діапазоні 0,3-0,36 мкм, які називаються смугами Хйогінса.

в) Слабкі смуги поглинення у видимій та близькій інфрачервоній ділянках спектра в діапазоні 0,44-1,18 мкм, що мають назву смуг Шапної.

Молекулярний кисень, як було відзначено, поглинає ультрафіолетову радіацію. Окрім того, він має дві слабкі смуги у червоній області сонячного спектра.

Смуги поглинення в близькій інфрачервоній області сонячного спектра зв'язані в основному з коливальними та оберतालними переходами. Найбільш важливим поглинаючим компонентом у близькому

інфрачервоному діапазоні є водяна пара. Вона поглинає сонячне випромінювання у коливально-обертальних смугах, центри яких розташовані на довжинах хвиль 0,94; 1,10; 1,38 й 1,87 мкм. Окрім того, водяна пара має смугу поглинення з центром 2,7 мкм, яка грає основну роль в процесах поглинення, а також смугу з центром 3,2 мкм, дещо слабкішу, ніж попередня.

Вуглекислий газ має декілька смуг поглинення у сонячному спектрі. Смуги з центрами на довжинах хвиль 2,0; 1,6; й 1,4 мкм дуже слабкі й ними нехтують при практичних розрахунках. Більш сильна смуга з центром 2,7 мкм перекривається 2,7 мкм смугою водяної пари. CO_2 має також смугу з центром 4,3 мкм, яка грає більш значну роль при поглиненні теплової інфрачервоної радіації.

Перелічені смуги поглинення складаються з окремих ліній, інтенсивності яких дуже змінюється в залежності від хвильового числа. Тому в границях таких смуг, пропускання радіації не може характеризуватись законом Буге-Ламберта-Бера, який має вигляд експоненціальної залежності від оптичної маси. У зв'язку з невизначеністю теоретичних уявлень про інтенсивність та положення ліній характеристики поглинення цих смуг отримувались за допомогою лабораторних вимірювань. На їх основі Ліоу й Сасаморі запропонували приблизну формулу для середнього поглинення в смугах водяної пари й вуглекислого газу. Вона має таку форму:

$$a_{\nu}''' = \frac{1}{\Delta\nu} [c + D \lg(x + x_0)], \quad (4.38)$$

де a_{ν}''' - коефіцієнт поглинення для хвильового числа $\nu = \frac{1}{\lambda}$

c , D - емпіричні коефіцієнти,

x_0 - параметр, пов'язаний з коефіцієнтами c і D формулою

$$x_0 = 10^{-\frac{c}{D}}, \quad (4.39)$$

x - параметр, який має фіксоване значення для кожної смуги й визначається такою залежністю:

$$x = m p^{k/D}, \quad (4.40)$$

$\Delta\nu$ - зайнятий смугою інтервал, а k - також емпіричний коефіцієнт. В останній формулі m - оптична маса, p - парціальний тиск непоглинаючих газів (мм рт. ст.; 760 мм рт. ст. = 1013 гПа). Значення емпіричних коефіцієнтів формули (4.38) знаходяться в таблиці 4.1.

Таблиця 4.1 – Емпіричні коефіцієнти для смуг поглинення H_2O й CO_2

λ , мкм	c	D	k	$\Delta\nu$, cm^{-1}	x_0 , cm^{-2}
Смуги H_2O					
0,94	-135	230	125	200	3,86
1,1	-292	345	180	200	7,02
1,38	202	460	198	350	0,36
1,87	127	232	144	257	0,28
2,7	337	246	150	200	0,04
3,2	-144	295	151	500	3,25
Смуги CO_2					
1,4	-	-	-	600	
1,6	-	-	-	550	
2,0	-536	138	114	450	
2,7	-137	77	68	320	
4,3	27,5	34	31,5	340	

Як відзначалось вище, найбільш важливою смугою поглинення CO_2 є смуга з центром 2,7 мкм, яка перекривається 2,7 – мкм смугою H_2O . Отже, нагрівання тропосфери сонячним випромінюванням пов'язано головним чином з поглиненням водяною паром. Значну роль в поглиненні сонячної радіації й нагріванні повітря у тропосфері відіграють і хмари.

4.5 Нагрівання атмосфери за рахунок поглинення сонячної радіації

Фізична значущість процесу поглинення сонячної радіації оптично активними газами атмосфери полягає в тому, що, по-перше, завдяки цьому до земної поверхні не доходить частина сонячного випромінювання – особливо жорстка ультрафіолетова радіація, яка чинить негативний вплив на живі організми. По-друге, вона обумовлює нагрівання атмосфери.

Розглянемо шар атмосфери товщиною Δz (рис. 4.5). Позначимо спектральні потоки низхідного та висхідного випромінювання через F_λ^\downarrow і F_λ^\uparrow . Висхідний потік сонячної радіації може сформуватись за рахунок відбиття її від земної поверхні та верхньої границі хмар. Різниця потоків випромінювання на даній висоті дорівнює

$$F_\lambda(z) = F_\lambda^\downarrow(z) - F_\lambda^\uparrow(z) \quad (4.41)$$

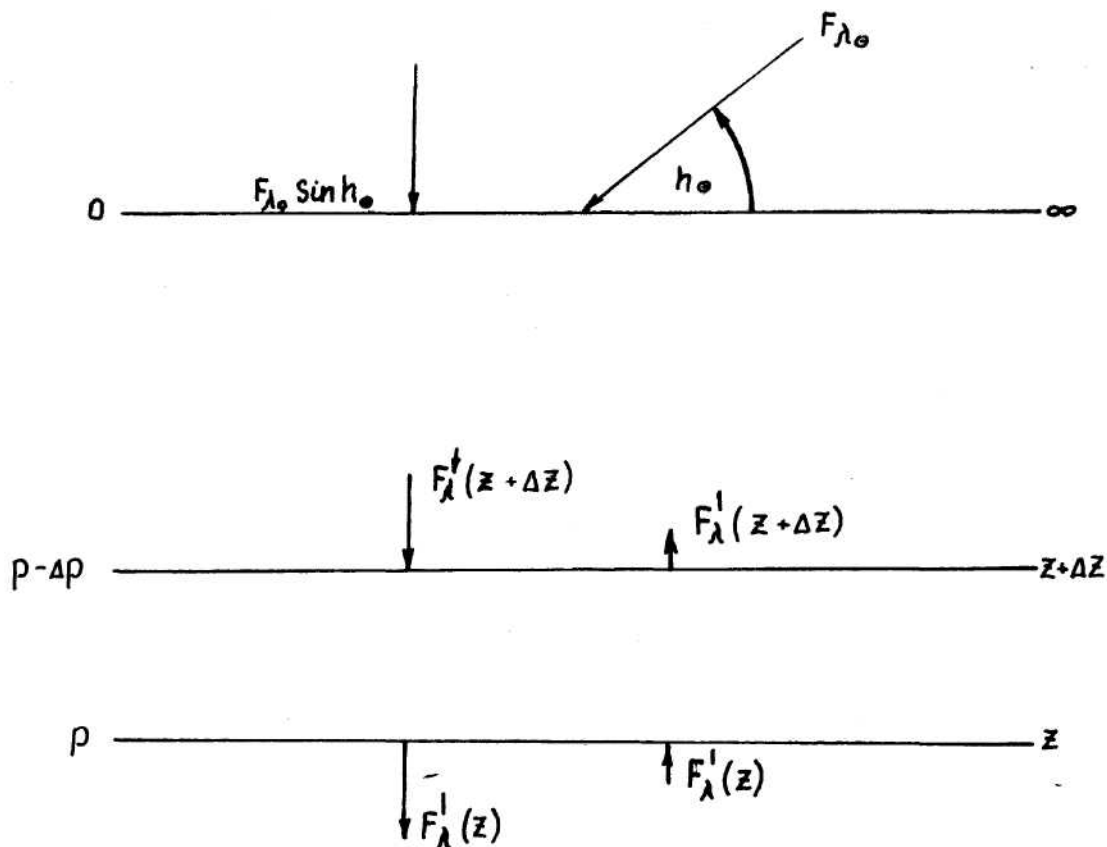


Рис. 4.5 – Схема радіаційного притоку тепла

Очевидно, різниця спектральних потоків при проходженні радіацією шару Δz зменшується зі зменшенням висоти. Отже, кількість поглинутої шаром Δz радіації визначається співвідношенням

$$\Delta F_{\lambda}(z) = F_{\lambda}(z) - F_{\lambda}(z + \Delta z). \quad (4.42)$$

Згідно з принципом збереження енергії поглинута промениста енергія витрачається на змінення внутрішньої енергії, тобто на нагрівання повітря. Тому можна записати, що

$$\Delta F_{\lambda}(z) = -\rho c_p \Delta z \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (4.43)$$

де похідна має сенс швидкості нагрівання атмосфери. Отже, швидкість нагрівання шару Δz атмосфери визначається формулою

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{1}{c_p \rho} \frac{\Delta F_{\lambda}(z)}{\Delta z}. \quad (4.44)$$

Кількість поглинутої сонячної радіації можна виразити через коефіцієнт поглинення $a_{\lambda}(\Delta z)$.

$$\Delta F_{\lambda}(z) = -F_{\lambda}'(z + \Delta z) a_{\lambda}(\Delta z). \quad (4.45)$$

За рахунок рівняння (4.45) формула (4.44) приймає вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{c_p \rho} \frac{F_{\lambda}'(z + \Delta z) a_{\lambda}(\Delta z)}{\Delta z}. \quad (4.46)$$

Швидкість нагрівання можна виразити і в термінах атмосферного тиску. Для цього використаємо основне рівняння статки

$$dp = -\rho g dz. \quad (4.47)$$

Якщо перейти від диференціалів до кінцевих різниць, то рівняння (4.44) прийме таку форму:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{g}{c_p} \frac{\Delta F_{\lambda}(p)}{\Delta p}. \quad (4.48)$$

Можна отримати формулу для розрахунків швидкості нагрівання атмосфери також і в терміна оптичної маси. Розглянемо це питання на прикладі пари, густина якої ρ_n . Оптична маса поглинача в шарі Δz дорівнює

$$dm = \rho_n \cdot \Delta z. \quad (4.49)$$

Помножимо й розділимо праву частину рівняння (4.49) на густину повітря ρ .

$$dm = \frac{\rho_n}{\rho} \rho \cdot \Delta z \quad (4.50)$$

Очевидно, що

$$\frac{\rho_n}{\rho} = s, \quad (4.51)$$

де s - масова доля водяної пари. Тоді

$$dm = s \rho dz \quad (4.52)$$

або, якщо використати рівняння (4.47),

$$dm = -\frac{s}{g} dp \quad (4.53)$$

Підставимо тепер Δp із (4.53) в формулу (4.48).

Прийдемо до рівняння

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{s}{c_p} \frac{\Delta F_\lambda(m)}{\Delta m}. \quad (4.54)$$

Якщо розділити сонячний спектр на n спектральних діапазонів й розрахувати швидкість нагрівання для кожного з них, то загальне нагрівання за рахунок поглинання сонячної радіації визначається формулою

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{\text{заг}} = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_i. \quad (4.55)$$

Як відомо, атмосферний тиск швидко зменшується з висотою, а півширина смуги поглинення, як було показано вище, залежить від тиску. Тому від тиску залежить і контур смуги поглинення.

Для того, щоб урахувати цей ефект, замість змінного на шляху променя коефіцієнта поглинення беруть деякий постійний для всіх висот коефіцієнт, який дає такий же вплив на інтенсивність поглинення сонячної радіації, як і фактичний, змінний з висотою, коефіцієнт поглинення.

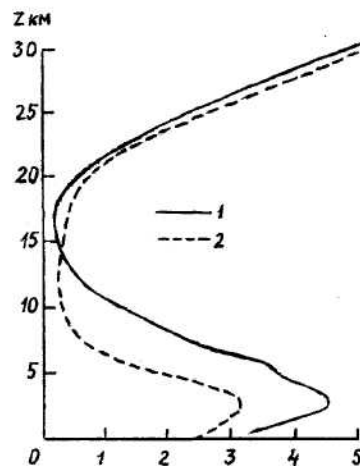


Рис. 4.6 – Залежність швидкості радіаційного нагрівання $\partial T/\partial t$ атмосфери сонячним випромінюванням від висоти (1 – тропіки, 2 – середні широти)

На рис. 4.6 міститься профіль швидкості радіаційного нагрівання безхмарної атмосфери за рахунок поглинення сонячного випромінювання до висоти 30 км. Був урахований внесок поглинення радіації O_2 , O_3 , H_2O й CO_2 при умові, що відбувалось відбиття сонячної радіації від земної поверхні. Як виходить з рис. 4.6, у тропічній тропосфері нагрівання повітря виявляється більшим, ніж в тропосфері середніх широт. Пояснюється цей ефект більшою концентрацією водяної пари в тропічній тропосфері. Максимум швидкості нагрівання розташовується на висоті 3

км й перевищує 4°C за добу в тропіках і 3°C за добу в середніх широтах. Вище точки максимуму швидкість нагрівання атмосфери різко падає у відповідності до експоненціальної зміни з висотою концентрації водяної пари й досягає мінімуму на висоті біля 15 км в тропічній зоні й біля 10 км в середніх широтах, тобто на верхній границі тропосфери. Зростання швидкості радіаційного нагрівання атмосфери вище означених висот обумовлено поглиненням озоном, максимум концентрації якого, як відомо, розташовується на висоті близько 25 км. Розрахунки проводились при умовах, що Сонце знаходиться в zenіті, а альbedo підстильної поверхні дорівнює 15%.

5. Розсіювання світла в атмосфері

5.1 Молекулярне розсіювання

5.1.1 Формула Релея

Другий фізичний механізм ослаблення сонячної радіації – розсіювання. Атмосфера у відношенні до сонячної радіації – мутне середовище. Мутність її обумовлюється тим, що вона складається з молекул, комплексів молекул та завислих часток (атмосферної аерозолі). Розсіювання на молекулярних комплексах – молекулярне розсіювання й аерозольне розсіювання характеризуються суттєво різними фізичними механізмами.

Розглянемо, перш за все, молекулярне розсіювання. Теорія цього фізичного явища була розроблена Релеєм. При цьому були зроблені такі припущення:

а) радіус сферичних діелектрично однорідних часток значно менший від довжини хвилі ($x \ll \lambda$);

б) показник заломлення частки мало відрізняється від показника заломлення середовища, причому $n\mu < 1$, де $\mu = \frac{2\pi x}{\lambda}$; n - дійсна частина

комплексного показника заломлення $m = n - i\kappa$, а κ - характеристика поглинення, яка пов'язана з об'ємним показником поглинення співвідношенням

$$\kappa = k'_\lambda \frac{\lambda}{4\pi}. \quad (5.1)$$

У нижній атмосфері головну роль відіграє розсіювання, тому порівняно з ним, поглиненням можна знехтувати, тобто вважати, що $\kappa = 0$;

в) частки розсіюють світло незалежно одна від одної. Це можливо, коли відстань між центрами часток набагато більша від довжини хвилі ($d \gg \lambda$);

г) частки, які розсіюють світло, знаходяться від спостерігача на далекій відстані в порівнянні з радіусом частки ($R \gg x$).

Як вже відзначалося, падаюче на однорідну ізотропну сферичну частку випромінювання утворює однорідне електричне поле \vec{E}_0 . Це поле називається прикладним полем. Під впливом цього поля в частці утворюється дипольний розподіл напруженості, тобто поле диполя. Останнє змінює прикладне поле в середині частки й біля неї. Позначимо суперпозицію прикладеного поля й особистого поля частки через \vec{E} . Нехай \vec{p}_0 - дипольний момент. Тоді

$$\vec{p}_0 = \alpha \vec{E}_0, \quad (5.2)$$

де α - поляризованість.

Рівняння (5.1) характеризує поляризованість малої частки.

Прикладене поле \vec{E}_0 чинить коливання електричного диполя. Останній в свою чергу генерує розсіяну електромагнітну хвилю з плоскою поляризацією. Нагадаємо, що поляризованою називається хвиля, в котрій існує найкращий напрямок коливання. Природне світло не поляризоване, оскільки воно випромінюється атомами з довільною орієнтацією у просторі.

Нехай γ - кут між дипольним моментом розсіяного поля \vec{p} і напрямком на спостерігача, а c - швидкість світла. Як показав Герц, розсіяне електричне поле прямо пропорційне прискоренню дипольного моменту розсіяного поля й $\sin \gamma$ і обернено пропорційне відстані R між розсіяною часткою та спостерігачем.

$$\vec{E} = \frac{1}{c^2} \cdot \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial^2 \vec{p}}{\partial t^2} \cdot \sin \gamma. \quad (5.3)$$

Дипольний момент розсіяної хвилі для періодичного коливного поля можна виразити через дипольний момент \vec{p}_0 за допомогою рівності

$$\vec{p} = \vec{p}_0 \cdot e^{-jk(R-ct)}, \quad (5.4)$$

де $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ - хвильове число, $j = \sqrt{-1}$;

Якщо обчислити другу похідну рівності (5.4) й урахувати рівність (5.2) то будемо мати:

$$E = -E \frac{e^{-jk(R-ct)}}{R} \alpha k^2 \sin \gamma. \quad (5.5)$$

Розглянемо тепер розсіяння неполяризованого світла молекулами повітря. За площину поляризації приймемо площину, яка визначається

напряжками падаючої й розсіяної хвиль. Будь-який вектор напруженості електричного поля можна розкласти на ортогональні складові. За один із напрямків візьмемо перпендикулярний до площини розсіяння, за другий – паралельний до неї. Позначимо складові вектора напруженості по цих напрямках через E_r й E_l відповідно. Неполаризоване сонячне світло має однакову напруженість електричного поля в напрямках r й l та випадкове співвідношення фаз між складовими. Отже, можна розглядати окремо розсіяння обох складових електричного поля E_{0r} й E_{0l} молекулами. Тому можна записати:

$$E_r = -E_{0r} \frac{e^{-jk(R-ct)}}{R} k^2 \alpha \sin \gamma_1, \quad (5.6)$$

$$E_l = -E_{0l} \frac{e^{-jk(R-ct)}}{R} k^2 \alpha \sin \gamma_2. \quad (5.7)$$

Очевидно, що $\gamma_1 = \frac{\pi}{2}$; $\gamma_2 = \frac{\pi}{2} - \theta$, де θ - кут розсіяння, тобто кут між падаючою та розсіяною хвилями. Відповідні інтенсивності в тілесному куті $\Delta\Omega$ падаючою I_0 та розсіяної радіації визначається такими рівняннями:

$$I_{0\lambda} = \frac{c}{4\pi\Delta\Omega} |\vec{E}_0|^2, \quad (5.8)$$

$$i_\lambda = \frac{c}{4\pi\Delta\Omega} |\vec{E}|^2, \quad (5.9)$$

де прями дужки визначають модуль відповідного вектора.

Як очевидно, $|\vec{E}_0|^2 = E_0^2$, а

$$\begin{aligned} |\vec{E}|^2 &= \left[-E_0 \alpha k^2 \frac{e^{-jk(R-ct)}}{R} \sin \gamma \right] \left[-E_0 \alpha k^2 \frac{e^{jk(R-ct)}}{R} \sin \gamma \right] = \\ &= E_0^2 \frac{\alpha^2 k^4}{R^2} \sin^2 \gamma. \end{aligned} \quad (5.10)$$

Із формул (5.8) і (5.9) виходить, що

$$\frac{i_\lambda}{I_{0\lambda}} = \frac{|\vec{E}|^2}{|\vec{E}_0|^2} = \frac{\alpha^2 k^4}{R^2} \sin^2 \gamma, \quad (5.11)$$

звідки

$$i_{\lambda} = I_{0\lambda} \frac{\alpha^2 k^4}{R^2} \sin^2 \gamma. \quad (5.12)$$

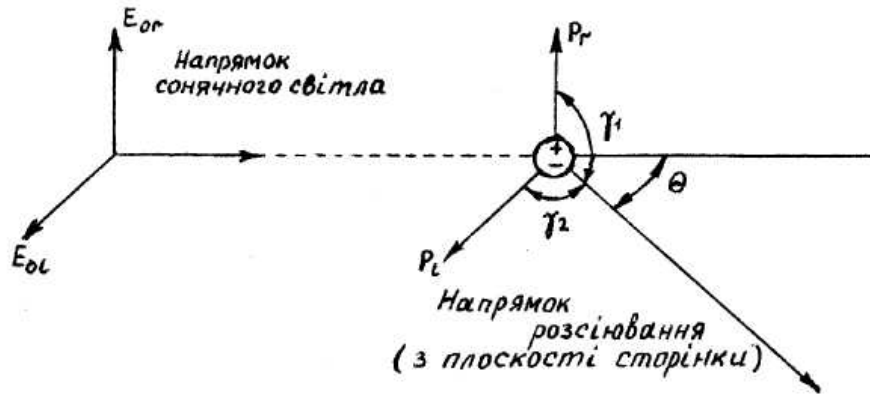


Рис. 5.1 – Дипольне розсіювання

На основі рівняння (5.12) можна записати формули для складових інтенсивності розсіяної радіації. Вони мають вид:

$$i_{\lambda r} = I_{0\lambda r} \frac{\alpha^2 k^4}{R^2}, \quad (5.13)$$

$$i_{\lambda l} = I_{0\lambda l} \frac{\alpha^2 k^4}{R^2} \cos^2 \theta. \quad (5.14)$$

Повна інтенсивність розсіяного сонячного світла в напрямку θ визначається рівністю

$$i_{\lambda}(\theta) = i_{\lambda r} + i_{\lambda l} = \frac{\alpha^2 k^4}{R^2} (I_{0\lambda r} + I_{0\lambda l} \cos^2 \theta). \quad (5.15)$$

для неполяризованого світла $I_{\lambda r} = I_{\lambda l} = \frac{I_{\lambda}}{2}$.

Тому

$$i_{\lambda}(\theta) = \frac{\alpha^2 k^4}{2R^2} I_{0\lambda} (1 + \cos^2 \theta), \quad (5.16)$$

або

$$i_{\lambda}(\theta) = \frac{I_{0\lambda}}{R^2} \alpha^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^4 \cdot \frac{1 + \cos^2 \theta}{2}. \quad (5.17)$$

Формула (5.17) називається формулою Релея, а розсіяння сонячного світла молекулами повітря – релєївським розсіянням. Згідно з цією формулою інтенсивність розсіяного світла прямо пропорційна інтенсивності падаючого світла, обернено пропорційна квадрату відстані до розсіюючої частки й четвертому степеню довжини хвилі.

Крім того, вона залежить від поляризованості та кута розсіювання.

5.1.2 Індикатриса й коефіцієнт розсіяння сонячного світла

Як свідчить формула Релея, інтенсивність випромінювання, розсіяного із хвилі, що падає горизонтально, є функція від $\cos^2 \theta$. Кутовий розподіл інтенсивності неполяризованого світла зображено на рис. 5.2.

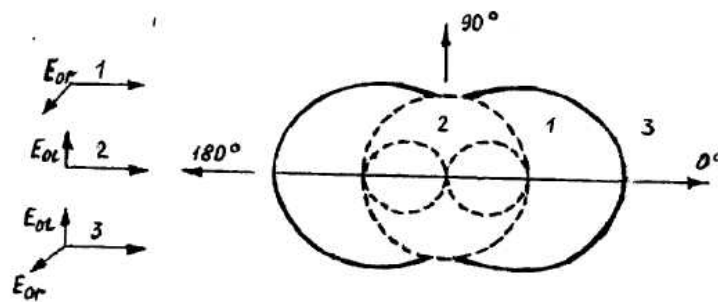


Рис. 5.2 – Кутовий розподіл інтенсивності неполяризованого світла, розсіяного релєївськими молекулами.

- 1 – поляризоване падаюче світло, електричний вектор перпендикулярний площині рисунка;
- 2 – поляризоване падаюче світло, електричний вектор знаходиться у площині рисунка;
- 3 – неполяризоване падаюче світло

З нього виходить, що розсіяння неполяризованого сонячного світла молекулами досягає максимуму в напрямках вперед ($\theta = 0^0$) і назад ($\theta = 180^0$). У бокових напрямках ($\theta = 90^0$ і $\theta = 270^0$) розсіяння мінімальне. Легко бачити, що мінімальні значення відрізняються від максимальних у два рази.

Кутовий розподіл розсіяної електромагнітної енергії характеризується безрозмірним параметром, який називається індикатрисою розсіяння або фазовою функцією $p(\theta)$. Він відповідає умові

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{p(\theta)}{4\pi} \sin\theta d\theta d\varphi = 1, \quad (5.18)$$

тобто він нормований на одиницю. Параметр φ , що змінюється від 0 до 2π , підкреслює той факт, що світло, розсіяне молекулами, не концентрується тільки в площині падіння, але розповсюджується в усіх напрямках, оскільки приймається, що молекули мають сферичну симетрію, кутовий розподіл розсіяного випромінювання однаковий в будь-яких площинах розсіяння, в тому числі і в площині падіння.

Легко можна показати, що рівність (5.18) виконується, якщо замість $p(\theta)$ підставити величину

$$p(\theta) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2 \theta). \quad (5.19)$$

Отже, рівняння (5.19) і є індикатрисою релєївського розсіяння випромінювання. За рахунок рівняння (5.19) інтенсивність розсіяної радіації може бути визначена такою формулою:

$$i_\lambda(\theta) = \frac{I_0 \lambda}{R^2} \alpha^2 \frac{32\pi^4}{3\lambda^4} p(\theta). \quad (5.20)$$

Як видно, кутовий розподіл інтенсивності розсіяної радіації має безпосередній зв'язок з індикатрисою розсіяння. Формули (5.17) і (5.20) характеризують інтенсивність розсіяної радіації в одиничному тілесному куті однією молекулою в напрямку θ . Ясно, що інтенсивність розсіяної радіації в тілесному куті $d\Omega$ за рахунок розсіювання N молекулами буде іншою. Її величина може бути записана так:

$$di_\lambda = i_\lambda(\theta) \cdot N d\Omega \quad (5.21)$$

або за рахунок того, що $d\Omega = \sin\theta d\theta d\psi$, де ψ - азимут,

$$di_\lambda(\theta, \psi) = i_\lambda(\theta) N \cdot \sin\theta d\theta d\psi. \quad (5.22)$$

Найдемо спектральний потік розсіяної сонячної радіації f_λ . Для цього треба проінтегрувати рівняння (5.22) по θ й ψ , тобто

$$f_\lambda = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} i_\lambda(\theta) N \sin\theta d\theta d\psi. \quad (5.23)$$

Підставимо тепер $i_\lambda(\theta)$ з формули (5.17).

Будемо мати:

$$f_\lambda = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{F_0 \lambda}{R^2} \alpha^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^4 \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \cdot N \sin\theta d\theta d\psi \quad (5.24)$$

У формулі (5.24) враховано, що на верхній границі шару атмосфери інтенсивність не розсіяної радіації $I_{0\lambda}$, що надходить в напрямку θ , дорівнює потоку $F_{0\lambda}$. Після інтегрування по змінній ψ рівність (5.24) має вигляд

$$f_{\lambda} = \frac{F_{0\lambda}}{R^2} \alpha^2 \frac{16\pi^5}{\lambda^4} N \int_0^{\pi} (1 + \cos\theta) \sin\theta d\theta. \quad (5.25)$$

Легко показати, що

$$\int_0^{\pi} (1 + \cos^2\theta) \cdot \sin\theta d\theta = \frac{8}{3}. \quad (5.26)$$

Крім того, поляризованість, що входить у формулу (5.25), можна виразити через дійсну частину n комплексного показника заломлення. Ця залежність має такий вигляд

$$\alpha = \frac{n^2 - 1}{4\pi N}. \quad (5.27)$$

Ураховуючи (5.26) й (5.27), будемо мати

$$f_{\lambda} = \frac{8}{3} \cdot \frac{\pi^3 (n^2 - 1)^2}{N\lambda^4} \cdot \frac{F_{0\lambda}}{R^2} \quad (5.28)$$

Введемо лінійний показник розсіювання випромінювання k_{λ}'' , як величину, що характеризує відносну частину розсіяної радіації при проходженні променем відстані 1м. Припустимо, що в рівнянні (5.20) $R = 1\text{м}$. Тоді можна записати

$$k_{\lambda}'' = \frac{f_{\lambda}}{F_{0\lambda}} = \frac{8}{3} \cdot \frac{\pi^3 (n^2 - 1)^2}{N\lambda^4}. \quad (5.29)$$

Показник заломлення n - залежить від числа частинок N , що розсіюють сонячну радіацію, тобто

$$n = 1 + B\rho, \quad (5.30)$$

де $\rho = mN$ - густина повітря, m - маса частки, B - стала. Якщо ρ брати в кг/м^3 , то $B = 2,29 \cdot 10^{-4}$. Показник заломлення n близький до одиниці. Тому $n^2 - 1 = (n+1)(n-1) \approx 2(n-1)$ і $n^2 - 1 = 2vmN$.

Отже,

$$k_{\lambda}'' = \frac{32\pi^3 v^2 m^2}{3\lambda^4} N, \quad (5.31)$$

$$k_{\lambda}'' = \frac{32\pi^3 e^2 m^2}{3\lambda^4} \rho. \quad (5.32)$$

Із формул (5.31) й (5.32) виходить, що лінійний показник розсіювання сонячного випромінювання прямо пропорційний числу розсіюючих часток (N) й густині атмосфери (ρ).

5.2 Аерозольне розсіювання сонячної радіації

Окрім молекул і молекулярних комплексів атмосферних газів, атмосфера містить велику кількість аерозольних часток, до яких відносяться тверді частки різного походження, краплі сконденсованої вологи, льодяні кристалики. Як відзначалося у попередніх розділах, теорія Релея має сенс при умові, що розміри розсіюючих часток набагато менші довжини хвилі падаючого світла. Якщо розміри розсіюючої частки близькі до довжини хвилі, то їх неможливо розглядати як випромінюючі диполі. Індивідуальні розсіюючі властивості таких часток у меншій мірі залежать від довжини хвилі випромінювання й обумовлюються головним чином розмірами самих часток.

Точний розв'язок задачі розсіяння світла на сферичній частці довільного розміру був одержаний Мі в 1908 році на основі аналізу рівняння для електромагнітної хвилі, яке виводиться із фундаментальних рівнянь Максвелла. Тому розсіяння на великих частках на відміну від релєївського називається розсіянням Мі.

Згідно з теорією, якщо електромагнітна хвиля падає на частку з розмірами порівняними з λ , в різних точках якої фаза неоднакова, то, окрім дипольних коливань, в частці виникають ще коливання другого, третього і інших порядків з тією ж частотою. Розсіяна хвиля при цьому складається із ряду накладених одне на одне коливань, амплітуда яких зменшується зі збільшенням їх номера, але змінюється тим повільніше, чим більша частка. Розрахунки цих амплітуд показали, що індикатриси розсіяння й загальна кількість розсіяного світла суттєво залежить від параметра $\mu = \frac{2\pi x}{\lambda}$. Із зростанням μ , тобто при збільшенні відносного (в порівнянні з довжиною хвилі) розміру розсіюючої частки, індикатриса все більше витягується у напрямку падаючого променя. Це означає, що розсіювання відбувається все під меншими кутами відносно напрямку падаючого променя.

Згідно з теорією, об'ємний (лінійний) показник розсіювання для великих часток залежить від радіуса частки x , кількості часток у одиниці об'єму N і деякої функції $F(\mu, m)$. Ця залежність має вид

$$k_{\lambda}'' = \pi x K(\mu, m) N. \quad (5.33)$$

В функції $K(\mu, m)$ яка називається фактором ефективності або перерізом розсіювання, параметр m має сенс комплексного показника заломлення $m = n - i\kappa$, де n й κ - дійсна та уявна його частини. Перша з них характеризує, як вже зазначалося, заломлювання, друга – поглинення.

Параметр μ залежить не тільки від розмірів розсіюючих часток, але і від λ . Крім того, від λ залежить і κ . Якщо для короткохвильової радіації можна прийняти, що $\kappa = 0$, (κ має порядок 10^{-9} - 10^{-8}), а комплексний показник заломлювання дорівнює дійсній частині $m = n$ (для води у цьому випадку можна прийняти $n = 1,33$), то для інфрачервоної радіації з поглиненням треба вже рахуватися (κ має порядок 10^{-2} - 10^{-1}). Тому функція $K(m, \mu)$ має для інфрачервоної радіації зовсім інший вид, ніж для короткохвильової.

При умові, коли λ фіксується визначне значення приймає x , а фактор ефективності розсіювання $K(m, \mu)$ стає функцією лише розміру частки $K(x)$. На рис. 5.3 приводяться зазначені функції для $\lambda = 0,63$ мкм і $\lambda = 10,6$ мкм.

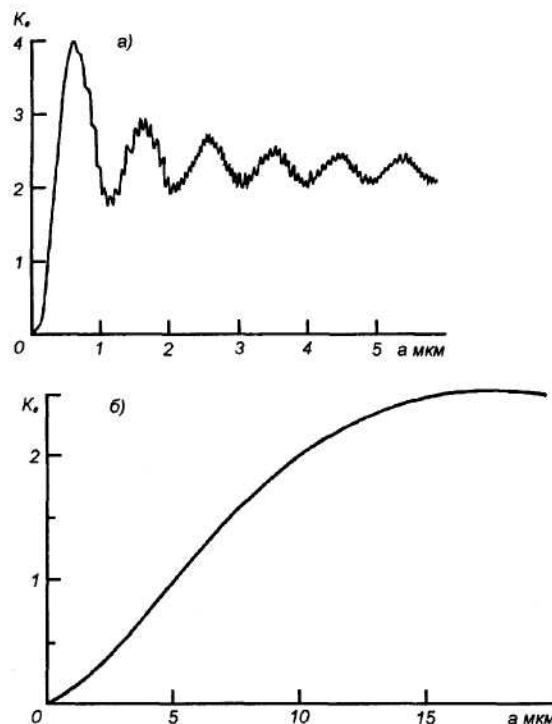


Рис. 5.3 – Залежність фактора ефективності розсіювання K від радіуса крапель $x = a$;
 а) $\lambda = 0,63$ мкм; б) $\lambda = 10,6$ мкм

З рис. 5.3 виходить, що при $\alpha = 0$, функція $K(x)$ має резонансну структуру, тобто перший значний максимум і мінімум й затухаючі коливання при подальшому зростанні x . Коливання відбуваються відносно рівня $K(x) = 2$. Це означає, що при збільшенні розмірів розсіюючих часток функція $K(x)$ (а з формули (5.33) виходить, що й об'ємний показник розсіювання) стає практично незалежною від розміру розсіюючих часток. Крім того, оскільки діапазон видимої радіації відносно невеликий, для великих часток інтенсивність розсіювання цієї частини спектру електромагнітних хвиль мало залежить й від довжини хвилі.

Для інфрачервоної радіації спостерігається монотонне зростання функцій $K(x)$, причому при $x > 15$ мкм вона асимптотично збігається до значення $K(x) \approx 2,5$.

З розглянутих особливостей функції $K(\mu, m)$ можна зробити висновок, що кількість енергії, яка виводиться великою часткою з падаючого пучка світла, у двічі більша, ніж у світла, що перехоплюється поперечником частки. Цей ефект пояснюється тим, що випромінювання, яке виводиться, включає дифракційну складову, що проходить повз частки, а також світло, розсіяне за рахунок відбиття та рефракції у середині частки, (рефракція світла буде докладно розглядатися нижче).

При відсутності поглинення показник розсіювання, як показав Пенндорфф, можна визначити розкладом в ряд

$$k''_{\lambda} = \frac{8\mu^4}{3} \left(\frac{n^2 - 1}{4\pi N} \right)^2 \left[1 + \frac{6}{3} \mu^2 \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2 + \right. \\ \left. + \mu^4 \left\{ \frac{3}{175} \cdot \frac{n^6 + 41n^4 - 284n^2 + 284}{(n^2 + 2)^2} + \frac{1}{900} \left(\frac{n^2 + 2}{2m^2 + 3} \right) \times \right. \right. \quad (5.34) \\ \left. \left. \times (2m + 3)^2 \right\} + \dots \right].$$

Перший член цього розкладу характеризує внесок дипольного моменту, тобто релеївського розсіювання. Він збігається з формулою (5.29) попереднього розділу.

На рис. 5.4 приводяться індикатриси розсіювання при різних розмірах розсіюючих часток. Зі збільшенням розмірів індикатриса витягується в напрямку падаючого променя. Відношення S кількості світла, розсіяного вперед й назад, при цьому стає все більше й більше.

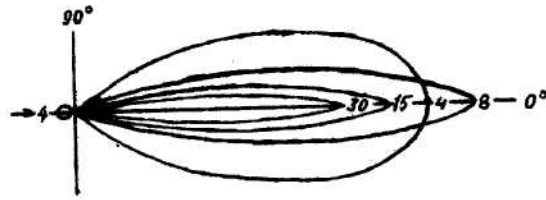


Рис. 5.4 – Індикатриси розсіювання радіації краплями води (цифри на кривих характеризують значення параметра $\mu = 2\pi x/\lambda$)

Розсіяне великими частками світло виявляється менш поляризованими, ніж при молекулярному розсіянні. При великих частках на індикатрисі розсіювання з'являються іноді виступи, тобто виникають більш яскраві пучки світла під визначеними кутами. Вони відповідають, наприклад, тим променям, які у великих краплях води формують райдуги під кутами розсіювання 137° й 230° .

5.3 Потік розсіяної сонячної радіації

Потік розсіяної радіації f залежить від потоку променистої радіації Сонця F , яка знаходить до шару атмосфери, де радіація розсіюється, а також від стану атмосфери. Тому він тим більший, чим більша кутова висота Сонця й чим менша прозорість атмосфери. У великій мірі потік розсіяної радіації залежить від хмарності. Причому, хмарність збільшує потік розсіяної радіації порівняно до випадку, коли хмарність відсутня. Але коли небо повністю покрито шаруватими або шарувато-купчастими хмарами, потік розсіяної радіації при малих висотах Сонця суттєво зменшується. Найбільших значень він досягає при хмарах середнього (висококупчастих) та верхнього (перисто-шаруватих) ярусів. В цих випадках він у 2-3 рази більший, ніж при ясному небі. Залежність потоку розсіяної радіації від хмарності й кутів висоти Сонця міститься у табл. 5.1.

Розсіювання сонячного світла в атмосфері відбувається під впливом молекул повітря та аерозольних часток. Як було показано вище, фізичні механізми молекулярного та аерозольного розсіювань суттєво відрізняються. Це чинить значні труднощі при розрахунках повного потоку розсіяного світла.

Тому на практиці використовуються більш прості емпіричні формули.

Якщо на верхній границі атмосфери на одиничну поверхню поступає потік сонячної радіації F_0 , а до земної поверхні доходить потік F , то, якщо знехтувати поглиненням, в ідеальній атмосфері відбувається тільки молекулярне розсіювання з симетричною індикатрисою розсіювання. Отже можна вважати, що потік розсіяної радіації прямо пропорційний зменшенню потоку, тобто

$$f = \varepsilon(F_0 - F) \quad (5.35)$$

Таблиця 5.1 – Потік розсіяної радіації (кВт/м²) при безхмарному небі та при суцільній хмарності різних форм

Форма хмар	h_{\odot}^0							
	0	5	10	15	20	30	40	50
Безхмарно	0,00	0,02	0,04	0,05	0,06	0,07	0,08	0,08
C_i	0,01	0,04	0,06	0,09	0,11	0,15	0,18	0,20
C_s	0,01	0,04	0,08	0,10	0,13	0,19	0,24	0,28
A_c	0,01	0,04	0,06	0,11	0,15	0,22	0,27	0,31
A_s	0,01	0,04	0,06	0,09	0,12	0,17	0,21	0,24
S_c	0,00	0,01	0,03	0,06	0,09	0,14	0,19	0,23
1	2	3	4	5	6	7	8	9
S_t	0,00	0,04	0,03	0,04	0,06	0,09	0,11	0,13
N_s	-	0,01	0,02	0,04	0,04	0,06	0,08	0,10
C_g	-	-	0,04	0,05	0,07	0,10	0,12	0,14

Використаємо формулу В.Г. Кастрова для прямої сонячної радіації. Очевидно, для прямої сонячної радіації інтенсивність і потік – рівнозначні поняття.

Тому маємо

$$f = \varepsilon \left[F_0 - \frac{F_0}{1 + cm} \right]. \quad (5.36)$$

Прості перетворення приводять рівність (5.36) до такої форми:

$$f = \varepsilon cm F. \quad (5.37)$$

Оскільки

$$m = \frac{1}{\sinh_{\odot}},$$

то

$$f = \varepsilon c \frac{F}{\sinh_{\odot}}. \quad (5.38)$$

Із формули (5.38) виходить, що при заданій прозорості атмосфери ($c = const$) потік f пропорційний F , тобто прямій сонячній радіації. Відношення f/F залежить від прозорості атмосфери через коефіцієнт c

формули Кастрова і від кутової висоти Сонця. Чим менша прозорість атмосфери, тобто чим більше значення має коефіцієнт c , тим більшим виявляється означене відношення. Як показують результати вимірювання, при урахуванні поглинення сонячної радіації коефіцієнт $\epsilon = \frac{1}{3}$. Зваживши на це, можна легко розрахувати, що при кутовій висоті Сонця 30° відношення $\frac{f}{F}$ дорівнює 0,45 при понижений прозорості ($c = 0,67$) й 0,26 при нормальній прозорості ($c = 0,43$) атмосфери.

Розсіяна радіація має добовий хід. Він обумовлюється добовим ходом як прямої радіації безпосередньо, так й кутової висоти Сонця, від якої залежить оптична маса атмосфери. Максимум її спостерігається в момент найбільшої висоти Сонця, тобто в місцевий полудень. В цей час збільшення розсіяної радіації за рахунок збільшення потоку випромінювання виявляється більшим, ніж зменшення її під впливом зменшення оптичної маси атмосфери.

Як відзначалося вище, великий вплив на потік розсіяної радіації чинить хмарність. Але крім неї розсіяна радіація залежить і від кількості відбитої від земної поверхні радіації, яка також розсіюється в атмосфері. Інтенсивність розсіяної радіації за рахунок цього ефекту тим більша, чим більше відбивається прямої радіації. Тому потік розсіяної радіації суттєво збільшується, коли земна поверхня покрита свіжим снігом.

В найбільшій мірі розсіяння зазнає видима та ближня інфрачервона частини спектру сонячної радіації.

Потік розсіяної сонячної радіації зменшується зі збільшенням висоти над рівнем моря. Це обумовлено, по-перше, зміненням густини атмосфери і, як наслідок, числа молекул в одиниці об'єму. По-друге, при збільшенні висоти суттєво зменшується концентрація аерозольних часток.

Як було зазначено, максимум енергії сонячного випромінювання приходить на $\lambda = 0,4738$ мкм. В спектрі розсіяної радіації максимум енергії зсовується в сторону більш коротких довжин хвиль і спостерігається у інтервалі 0,425-0,450 мкм. З коливанням прозорості атмосфери відбувається й коливання спектрального складу розсіяної радіації.

6 Сумарна сонячна радіація. Відбиття сонячної радіації

6.1 Потік сумарної радіації

Як вже неодноразово відзначалося, на одиницю площі поверхні Землі надходить промениста енергія безпосередньо від Сонця та промениста енергія, що розсіюється атмосферою. Першу з них називають прямою сонячною радіацією, другу – розсіяною сонячною радіацією. Сума потоків

прямої F' та розсіяної f сонячної радіації називають потоком сумарної радіації.

$$S_0 = F' + f, \quad (6.1)$$

де $F' = F \sin h_{\odot}$ - потік прямої сонячної радіації на горизонтальну площадку. Потік сумарної радіації залежить від факторів, які обумовлюють значення F' та f . Це кутова висота Сонця, прозорість атмосфери та інші.

Розв'язок наближених рівнянь переносу радіації в умовах безхмарної атмосфери, зроблений К.Я. Кондратьєвим та іншими, дає таку формулу для сумарної сонячної радіації:

$$S_0 = \frac{F_0 \sin h_{\odot}}{1 + \varepsilon \tau \operatorname{cosec} h_{\odot}}, \quad (6.2)$$

де ε - множник, який слабо залежить від висоти Сонця,

τ - оптична товщина атмосфери для інтегрального потоку.

На відміну від прямої й розсіяної радіації сумарна радіація мало залежить від оптичної товщини атмосфери τ . Вона повільно зменшується зі збільшенням τ . У табл. 6.1 наводяться значення потоку сумарної радіації при різній прозорості атмосфери.

Таблиця 6.1 – Потік сумарної радіації (кВт/м²) при безхмарному небі

Прозорість	c	h_{\odot}^0							
		7	10	20	30	40	50	60	90
Дуже мала	0,91	0,05	0,08	0,23	0,38	0,53	0,69	0,80	0,95
Мала	0,67	0,06	0,10	0,26	0,41	0,58	0,73	0,84	0,98
Знижена	0,54	0,07	0,12	0,28	0,44	0,60	0,75	0,87	1,03
Нормальна	0,43	0,08	0,13	0,30	0,48	0,65	0,79	0,91	1,07
Підвищена	0,34	0,08	0,14	0,31	0,50	0,68	0,82	0,96	1,11
Висока	0,27	0,10	0,15	0,34	0,54	0,70	0,86	0,98	1,14

Як показують вимірювання, за рахунок поглинення та розсіювання сонячної радіації потік сонячної радіації при відсутності хмарності послаблюється на 20%. Хмарність послаблює його ще на 20-30%. Отже, земної поверхні досягає в середньому 50-60% сонячної радіації, що надходить до верхньої границі атмосфери.

Існують емпіричні формули, які дають змогу провести оцінку впливу хмарності на потік сумарної радіації. Одна з них має вигляд

$$S = S_{\odot} (1 - dn), \quad (6.3)$$

де d - емпіричний коефіцієнт,
 n - кількість хмар у частках одиниці,
 S_{\odot} - потік сумарної радіації при безхмарному небі.

Друга формула, яка також може бути використана, має вид квадратичної функції

$$S = S_{\odot} \left[1 - an - en^2 \right]. \quad (6.4)$$

У ній коефіцієнт $e = 0,38$, а коефіцієнт a , як і коефіцієнт d формули (6.3) залежить від широти. Ці коефіцієнти одержані для суші й мають такі значення:

φ^0	0	10	20	30	40	50	60	70	75	80	85
d	0,65	0,66	0,67	0,68	0,67	0,64	0,60	0,50	0,45	-	-
a	0,38	0,40	0,37	0,36	0,38	0,40	0,36	0,18	0,16	0,15	0,14

Формула (6.4) дає більш точні результати. Відносна похибка розрахунку не перебільшує 8-10%.

Безперервні багаторічні вимірювання сумарної радіації проводились в Україні. Результати вимірювань дають можливість отримати характеристики розподілів сумарної радіації при різних формах і кількостях хмар. Вони наводяться у табл. 6.2 у відношеннях S^* потоку сумарної радіації S при наявності хмар до потоку S_0 у безхмарній атмосфері.

Таблиця 6.2 – Оцінки параметрів розподілів потоку сумарної радіації

Форма хмар	Кількість в балах	S_{\min}^*	S_{\max}^*	Мода	Імовірність модального значення	Медіана
N_S	10	0,12	0,36	0,24	0,42	0,24
S_t	10	0,12-0,31	0,30-0,88	0,21-0,36	0,30-0,55	0,21-0,40
$S_t \varphi_r$	9	0,43-0,48	1,17-1,21	0,63	0,12-0,17	0,63-0,65
S_c	10	0,39-0,51	0,90	0,50-0,65	0,12-0,18	0,59-0,65
A_S	10	0,24-0,35	0,72-0,74	0,36-0,45	0,24-0,34	0,42-0,48
A_c	10	0,42	0,96	0,54	0,13	0,66
A_c	9	0,52	1,20	0,98	0,16	0,94
Cu	5	0,43	1,20	0,45-0,94	0,07	0,95
Cu	7	0,42	1,20	0,48-1,08	0,16	0,72
Cu	9	0,29	1,34	0,50-0,98	0,15	0,54
Туман		0,18-0,20	0,42-0,60	0,30-0,36	0,25	0,30-0,38

У більшості випадків при повній хмарності розподіли S^* одномодальні з близькими значеннями моди і медіани. При наявності купчастих хмар розподіли S^* мають дві моди.

Перша з них відноситься до потоку розсіяної радіації при закритому хмарами Сонці, друга – до потоку сумарної радіації, коли значну роль відіграє розсіювання прямої сонячної радіації боковими поверхнями хмар.

Цей ефект приводить до розширення інтервалу значень S^* , при цьому часто S^* перебільшує одиницю, тобто потік сумарної радіації при хмарності стає більшим, ніж при безхмарному небі.

Сніжний покрив збільшує сумарну радіацію. Урахувати цей ефект можна за допомогою множника

$$\gamma = \frac{1}{1 - 0,2r}, \quad (6.5)$$

де r - відносний коефіцієнт відбиття (альbedo). Прості розрахунки показують, що при наявності трав'яного покриву ($r = 0,20$) $\gamma = 1,04$, а коли земна поверхня покрита снігом ($r = 0,80$) $\gamma = 1,19$. Отже, потік сумарної радіації над снігом збільшується в 1,14 разів порівняно до поверхні з трав'яним покривом.

6.2 Альbedo земної поверхні і хмар

Сумарна радіація, що знаходить до земної поверхні, не поглинається повністю, частина її відбивається. Частка відбитої сумарної радіації Сонця характеризує альbedo. Альbedo змінюється в широких границях. Теоретично значення альbedo можуть змінюватись від нуля для абсолютно чорного тіла до одиниці для поверхні, що повністю відбиває електромагнітні хвилі (таке тіло називають дзеркальним). Дані експериментів показують, що значення альbedo різних видів природної підстильної поверхні змінюється практично у цих границях в залежності від їхніх фізичних властивостей. В табл. 6.3 наводяться значення альbedo для деяких природних поверхонь.

Характер підстильної поверхні змінюється протягом року, особливо значно на континентах середніх широт. Тому альbedo земної поверхні має річний хід. Найменші його значення припадають на літні місяці, найбільші – взимку, якщо земна поверхня покривається снігом.

Як показали дослідження, альbedo суші може мати добовий хід. Він обумовлюється змінюванням відбивальної здатності шорстких підстильних поверхонь в залежності від змінювання кута падіння сонячних

промінів. Чим менший кут падіння, тим сильніше відбивається сонячний промінь, і навпаки.

Таблиця 6.3 – Альbedo природних поверхонь по М.І. Будико

Вид поверхні	Альbedo	Вид поверхні	Альbedo
Сніг й льод		Поля, луги, тундра	
Свіжий сухий сніг	0,85-0,95	Поля жита й пшениці	0,10-0,25
Чистий вологий сніг	0,60-0,70	Картопляні поля	0,15-0,25
Забруднений сніг	0,40-0,50	Поля бавовни	0,20-0,25
Морський лід	0,30-0,40	Луги	0,15-0,25
		Сухі степи	0,20-0,30
		Тундра	0,15-0,20
Оголений ґрунт		Лісова рослинність	
Темні ґрунти	0,05-0,15	Хвойний ліс	0,10-0,15
Вологі сірі ґрунти	0,10-0,20	Листяний ліс	0,15-0,20
Сухі глинисті або сірі ґрунти	0,20-0,35	Ліс зі сніжним покривом нестійким	0,25-0,30
		Ліс зі сніжним покривом стійким	0,40-0,45
Сухі світлі піщані ґрунти	0,35-0,40		

Альbedo поверхні води у великій мірі залежить від кута падіння сонячних променів, оскільки чиста вода відбиває світло за законом Френеля.

$$r_n = \frac{1}{2} \left[\frac{\sin^2(Z_n - Z_0)}{\sin^2(Z_n + Z_0)} + \frac{\text{tg}^2(Z_n - Z_0)}{\text{tg}^2(Z_n + Z_0)} \right] \quad (6.6)$$

де Z_n – zenітний кут Сонця, Z_0 - кут заломлення сонячних променів.

При положенні Сонця в zenіті альbedo поверхні спокійного моря дорівнює 0,02. При зростанні zenітного кута Сонця Z_n альbedo збільшується й досягає 0,35 при $Z_n = 85$. Хвилювання моря приводить до зміни Z_n й суттєво зменшує діапазон значень альbedo, оскільки воно збільшується при великих Z_n завдяки збільшенню ймовірності попадання променів на похилу хвильову поверхню.

Хвилювання впливає на відбивальну здатність не тільки із-за нахилу поверхні хвилі відносно сонячних променів, але й за рахунок утворення бульок повітря у воді. Ці бульки в значній мірі розсіюють світло,

збільшуючи розсіяну радіацію що виходить з моря. Тому при великих хвилюваннях моря, коли виникає піна та баранці, альbedo під впливом обох факторів збільшується.

Розсіяна радіація надходить до поверхні води під різними кутами. Інтенсивність променів різних напрямків змінюється при змінюванні висоти Сонця, від якої залежить, як відомо, інтенсивність розсіювання сонячної радіації при безхмарному небі. Вона залежить також від розподілу хмар на небі. Тому альbedo поверхні моря для розсіяної радіації не є постійним. Але границі його коливання більш вузькі - від 0,05 до 0,11. Отже, альbedo поверхні води для сумарної радіації змінюється в залежності від висоти Сонця, співвідношення між прямою та розсіяною радіаціями, хвилювання поверхні моря.

Треба мати на увазі, що північні частини океанів у великій мірі покриті морським льодом. У такому разі треба ураховувати й альbedo льоду.

Як відомо, значні простори земної поверхні, особливо у середніх та високих широтах, покриті хмарами, які дуже відбивають сонячну радіацію. Тому знання про альbedo хмарності викликають великий інтерес. Були проведені спеціальні вимірювання альbedo хмар за допомогою літаків та аеростатів. Вони показали, що альbedo хмар залежить від їхньої форми й товщини. Найбільше значення має альbedo високо-купчастих та шарувато-купчастих хмар. Наприклад, при товщині 300 м альbedo A_c знаходиться в границях 71-73%, S_c – 56-64%, змішаних хмар $C_u - S_c$ - біля 50%.

Найбільш повні дані про альbedo хмар отримані в Україні. Залежність альbedo r і функції пропускання p від товщини хмар Δh , що є результатом систематизації даних вимірювань, наводиться у табл. 6.4.

Таблиця 6.4 - Альbedo та функція пропускання при різних товщинах хмар

Δh , м	100	145	225	325	425	650	850
r %	31	44	59	71	76	81	82
P %	63	50	32	23	18	14	12

Як видно, зростання товщини хмар приводить до збільшення альbedo і зменшення функції пропускання. Середнє значення альbedo для хмар S_t при середній товщині 430 м дорівнює 73%, для хмар S_c при середній товщині 350 м – 66%, а функції пропускання для означених хмар дорівнюють відповідно 21 й 26%.

Альbedo хмар залежить від альbedo земної поверхні r_3 , над якою розташовується хмара. З фізичної точки зору зрозуміло, що чим більше r_3 , тим більше потік відбитої радіації, що проходить вгору через верхню

границю хмари. Оскільки альbedo – це відношення цього потоку до поступаючого, то збільшення альbedo земної поверхні приводить до збільшення альbedo хмар.

Дослідження властивостей хмар відбивати сонячну радіацію проводились за допомогою штучних супутників Землі шляхом вимірювання яскравостей хмар. Середні значення альbedo хмар, отримані за цими даними, наводяться у табл. 6.5.

Таблиця 6.5 - Середні значення альbedo хмар різних форм

Форми хмар	Альbedo, %
Купчасто-дощові	86
Купчасті хмари над сушею, більше 8 балів	29
Шарувато-купчасті над сушею, більш 8 балів	68
Шарувато-купчасті над океаном, 10 балів	60
Шаруваті хмари над океаном, просвічуючи	42
Перисто-шаруваті, густі	74
Перисті хмари над сушею	36
Перисто-шаруваті над сушею	32

За цими даними альbedo хмар коливається від 29 до 86%. Звертає увагу той факт, що перисті хмари мають невелике альbedo порівняно з іншими формами хмар (за винятком купчастих). Тільки перисто-шаруваті хмари, які мають велику товщину, в значній мірі відбивають сонячну радіацію ($r = 74\%$).

7 Теплова інфрачервона радіація в атмосфері

7.1 Спектр теплової інфрачервоної радіації та загальні характеристики спектрів поглинення атмосферних газів

7.1.1 Спектр теплової інфрачервоної радіації в атмосфері

Система Земля – атмосфера відбиває близько однієї третини поступаючої на верхню границю атмосфери сонячної радіації. Остання частина радіації поглинається системою. Як вже відзначалося, частина сонячної радіації в атмосфері поглинається оптично активними газами, частина розсіюється. Значна частина сонячної радіації, що доходить до поверхні Землі у формі сумарної радіації, поглинається нею. Проте, за кліматично значущі проміжки часу, наприклад, за один рік або більше, якої-небудь значної зміни глобальної температури Землі, як планети, не відбувається, тобто система Земля – атмосфери перебуває у стані енергетичної рівноваги. Це можливо тільки у тому випадку, коли

поглинена системою Земля – атмосфера сонячна енергія перевипромінюється в космічний простір.

Як і будь-яке тіло, що має внутрішню енергію, Земля випромінює електромагнітну енергію, яка перекидає увесь діапазон частот. Але середня глобальна температура системи Земля-атмосфера дорівнює близько 250 К, тобто у 24 рази менша температури фотосфери Сонця. У зв'язку з цими обставинами, відповідно до законів Планка й Віна, інтенсивність випромінювання Землі значно менша, ніж Сонця, а максимум енергії, що випромінюється, приходить на більші довжини хвиль. Електромагнітну енергію, яка випромінюється системою Земля-атмосфера, називають тепловою інфрачервоною радіацією. Спектральний розподіл інфрачервоного випромінювання абсолютно чорного тіла при різних температурах, які можуть бути в системі Земля-атмосфера, а також спектр випромінювання Землі, виміряного за допомогою штучного супутника, містяться на рис. 7.1. Обвідна виміряного спектра відповідає спектру випромінювання абсолютно чорного тіла при температурі 290К, що близько до середньої температури земної поверхні.

У відповідних діапазонах інфрачервоне випромінювання перехоплюється оптично активними газами атмосфери. Найбільш важливими із них виявляються водяна пара (H_2O), вуглекислий газ (CO_2) й озон (O_3). Інфрачервона радіація поглинається й іншими газами, котрі поступають в атмосферу в наслідок антропогенної діяльності. Це такі гази як оксид вуглецю (CO), окиси азоту (N_2O), метан (CH_4). Проте їх концентрації в атмосфері незначні й вони не можуть в значній мірі впливати на поглинення теплової інфрачервоної радіації.

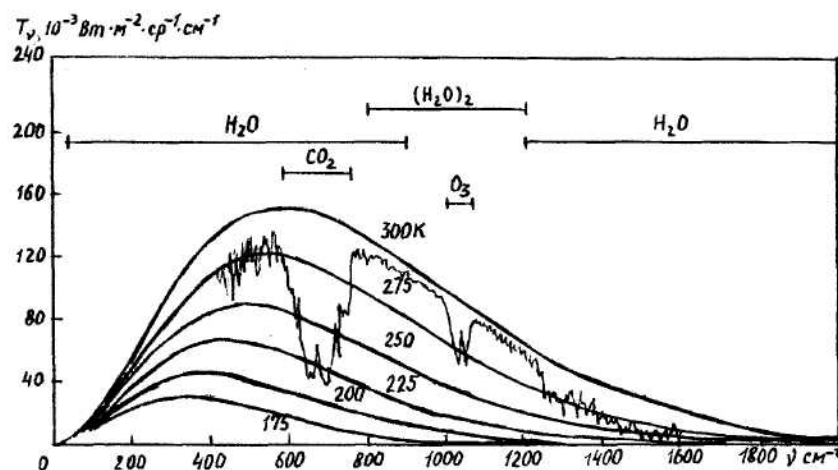


Рис. 7.1 – Спектральний розподіл інфрачервоного випромінювання абсолютно чорного тіла при різних температурах і спектр випромінювання Землі, виміряний за допомогою штучного супутника

Вуглекислий газ інтенсивно поглинає інфрачервону радіацію у смузі від 12 до 16 мкм, центр якої розташовується близько довжини хвилі 15 мкм. Цей діапазон відповідає максимуму функції Планка для абсолютно чорного тіла. Дуже інтенсивну смугу поглинення, розташовану від 8 до 5 мкм з центром 6,3 мкм, має водяна пара. Водяній парі відповідає ще одна смуга поглинення, котра займає діапазон довжин хвиль більший за 11 мкм. Ця смуга носить назву обертальної смуги. Озон має вузьку порівняно слабку смугу поглинення з центром 9,6 мкм. За винятком цієї смуги інтервал довжин хвиль від 8 до 12 мкм виявляється відносно прозорим для інфрачервоної радіації. Цей діапазон називається атмосферним вікном або вікном прозорості атмосфери.

Окрім смуги з центром 15 мкм, вуглекислий газ має смугу поглинення в більш короткохвильовій області близько 4,3 мкм. Просторовий розподіл цього газу в атмосфері більш-менш рівномірний. Але експериментальні дані свідчать про те, що глобальна концентрація в атмосфері вуглекислого газу завдяки спалюванню мінерального пального безперервно збільшується. Це явище може привести, як показують вчені, до змін глобального клімату Землі.

Водяна пара й озон, на відміну від вуглекислого газу, дуже мінливі як у просторі, так і за часом в залежності від географічного району. Така мінливість означених оптично активних атмосферних газів відіграє велику роль у формуванні радіаційного балансу, тобто прибуткової та витраченої частин електромагнітної енергії системи Земля – атмосфера й, таким чином, погодних і кліматичних особливостей.

У відсутності хмар й аерозолі через прозору атмосферу проходить значна кількість сонячної енергії. Навпаки, значна частина електромагнітної енергії, що випромінюється земною поверхнею, поглинається в атмосфері водяною парою, вуглекислим газом та озоном. Процес затримки теплової інфрачервоної радіації атмосферними газами називають атмосферним або парниковим ефектом.

Як вже відзначалось, сонячна радіація називається короткохвильовою. Теплову інфрачервону радіацію називають довгохвильовою радіацією, оскільки максимум її енергії припадає на більші ніж у сонячної радіації довжини хвиль. Сонячні й інфрачервоні спектри умовно розділяються довжиною хвилі 4 мкм на два спектральних діапазони. Завдяки такому розділенню перенесення в атмосфері сонячної та інфрачервоної радіації можна розглядати окремо, що значно спрощує загальну задачу про ослаблення електромагнітного випромінювання в атмосфері.

7.1.2 Формування смуг поглинення теплової інфрачервоної радіації

Спектроскопічні дані високого розділення показують, що кожна із розглянутих вище смуг поглинення утримує тисячі окремих ліній

поглинення. Як приклад, на рис. 7.2 зображена тонка структура смуги поглинення водяної пари в діапазоні від 320 до 380 см^{-1} , а також вуглекислого газу в діапазоні 680-740 см^{-1} .

Молекули означених вище оптично активних відносно теплової інфрачервоної радіації газів - це трьохатомні молекули. Енергія E таких молекул складається з трьох компонентів: E_e – енергії руху електронів у силовому полі ядер; E_v – енергії коливань ядер відносно положення рівноваги; E_r – енергії обертання молекул, відносно осі симетрії, тобто

$$E = E_e + E_v + E_r. \quad (7.1.1)$$

Всі три величини енергії квантовані й їх зміна відбувається у формі дискретних переходів з одного енергетичного рівня на інший. Обертальні переходи дають послідовність обертальних ліній, розташованих у діапазоні $1 < \nu < 500 \text{ см}^{-1}$. Коливальні переходи формують послідовність смуг, які розташовані у діапазоні $500 < \nu < 10\,000 \text{ см}^{-1}$. Кожна смуга останнього діапазону, складається з окремих ліній, частота котрих дорівнює $\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_v + \tilde{\nu}_k$. Тому такі смуги називаються коливально-обертальними. Розглянемо головні закономірності молекулярних спектрів. Почнемо з найбільш простих молекул-двохатомних.

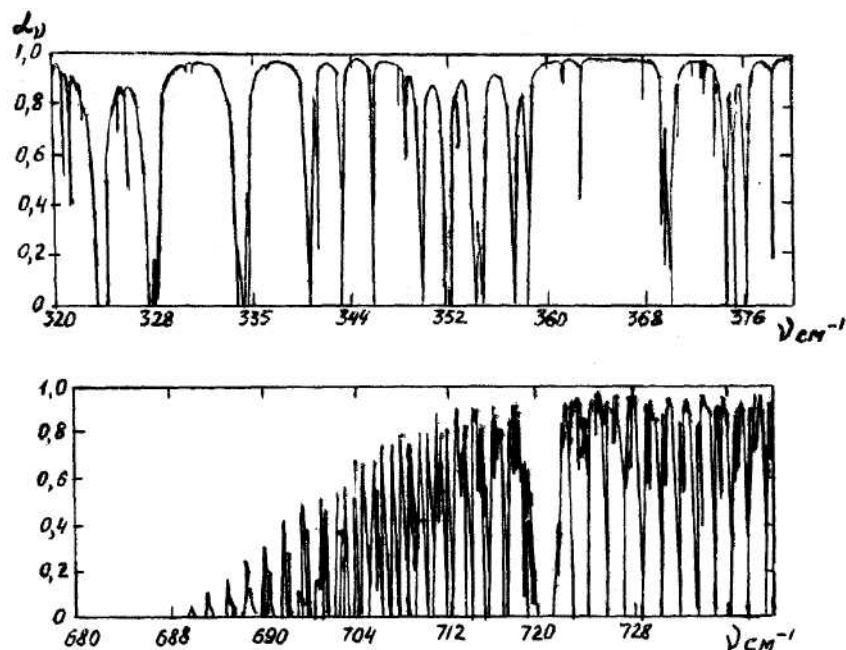


Рис. 7.2 – Тонка структура смуг поглинення водяної пари в діапазоні від 320 до 380 см^{-1} , а також вуглекислого газу в діапазоні від 680 до 740 см^{-1}

Двохатомна молекула складається з двох ядер, оточених електронами. Обертання її найбільш просто може бути зображено моделлю "жорсткого

ротатора" ("гангельна" модель). У такій моделі (рис. 7.3) маси ядер розглядаються як точечні, а відстані між ядрами незмінними.

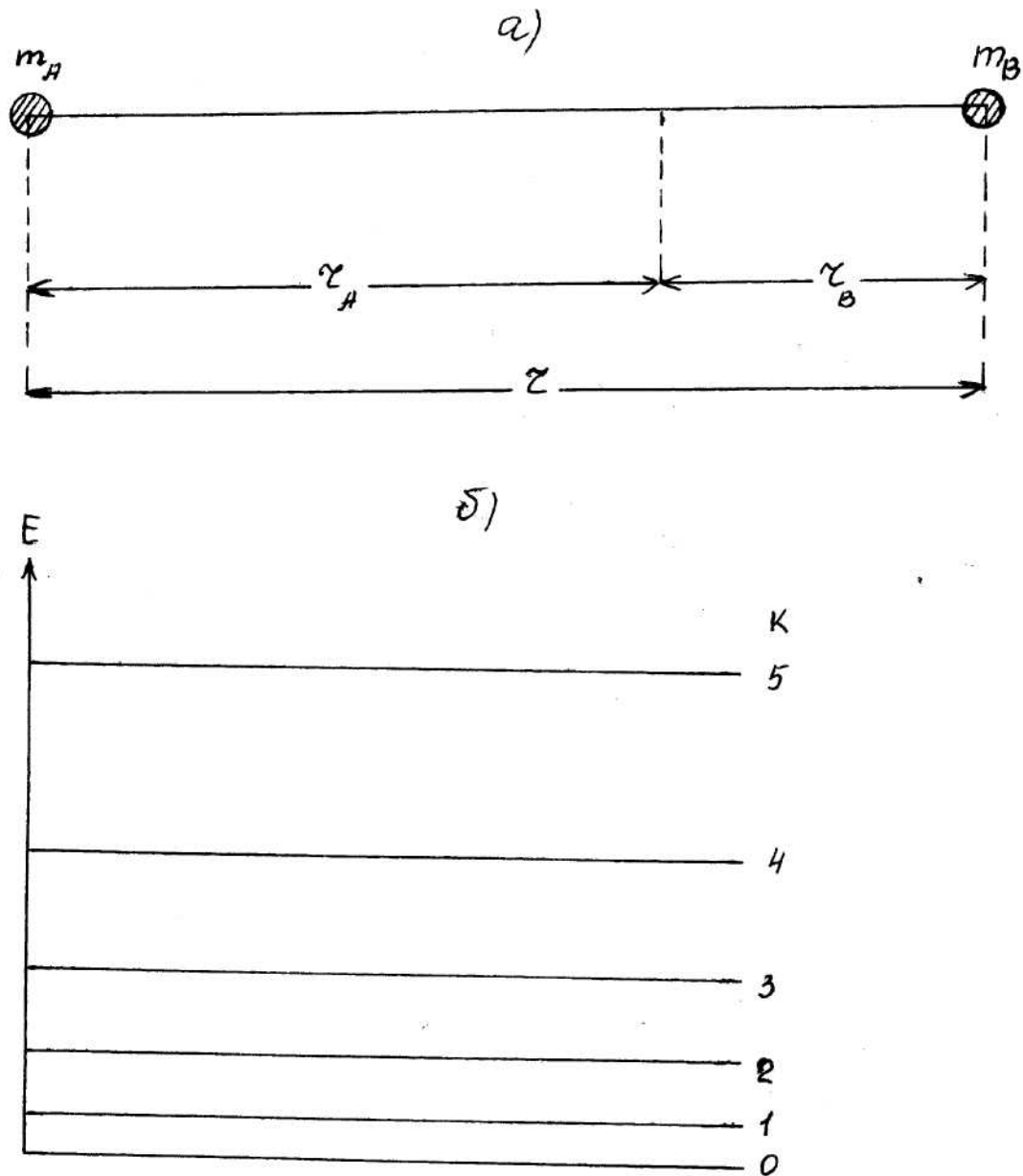


Рис. 7.3 – Модель "жорсткого ротатора" (а) і рівні енергії при інфрачервоних переходах "жорсткого ротатора" (б)

Обертальний рух жорсткого ротатора має одну степінь свободи: він може обертатись навколо осі, яка перпендикулярна до лінії, що з'єднує ядра. Енергія такого руху дорівнює

$$E_r = \frac{L\omega^2}{2}, \quad (7.1.2)$$

де $\omega = 2\pi\tilde{\nu}$ – кругова частота, L – момент інерції, який залежить від мас ядер та відстані між ними

$$L = \frac{m_A m_B}{m_A + m_B} r^2 = m_0 r^2. \quad (7.1.3)$$

Величина m_0 має назву приведеної маси молекули.

Енергія обертання, як вже відзначалось, квантована й може приймати тільки дискретні значення

$$E_r = K(K+1)B, \quad (7.1.4)$$

де $K = 0, 1, 2, \dots$ – оберतालне квантове число, B – обертальна стала, яка обернено пропорційна до моменту інерції

$$B = \frac{h^2}{8\pi^2 L}, \quad (7.1.5)$$

h – стала Планка.

З формул 7.1.2 – 7.1.5 виходить, що при визначеному K швидкість обертання тим більша, чим менший момент інерції

$$\omega^2 = \frac{K(K+1)h^2}{4\pi^2 L^2}. \quad (7.1.6)$$

На рис. 7.3.б означені рівні енергії при інфрачервоних переходах жорсткого ротатора. Як видно, при зростанні K відстань між рівнями збільшується. Переходи з рівня на рівень обмежені правилом заборони

$$\Delta K = \pm 1. \quad (7.1.7)$$

Енергія кванта, що випромінюється або поглинається при таких переходах, дорівнює

$$h\tilde{\nu} = K(K+1)B - (K-1)KB = 2KB. \quad (7.1.8)$$

Тому обертальний спектр жорсткого ротатора, який не супроводжується коливальними переходами, являє собою серію рівновіддалених ліній. Проте під впливом відцентрової сили відстань між ядрами при зміні K змінюється. Тому обертальний спектр молекули не підпадає під це правило. Енергетичні рівні реальної молекули тим більше зміщені відносно рівнів жорсткого ротатора, чим більше K , тобто чим більша відцентрова сила. Модель молекули, де враховується зміна між'ядерної відстані під впливом відцентрової сили, називається нежорстким ротатором. Для нього

$$E_r = K(K+1)B + K^2(K+1)D. \quad (7.1.9)$$

$D \ll B$ - друга обертальна стала.

Зміщення ядер в молекулі відносно положення рівноваги приводить до того, що виникає сила, яка прагне повернути їх в початкове положення. Ця сила відповідно закону Гука доки $x \ll r_0$ пропорційна зміщенню $x = r - r_0$

$$F = -\epsilon x, \quad (7.1.10)$$

де ϵ - силова стала.

Потенціальна енергія системи E дорівнює

$$E = -\int F dx + const \quad (7.1.11)$$

або з урахуванням рівняння 7.1.10

$$E = \frac{\epsilon x^2}{2} + const. \quad (7.1.12)$$

Мінімум потенційної енергії приходить на $x=0$. У загальному випадку залежність $E(r)$ виявляється більш складною. При великих r зв'язок між атомами, що входять до складу молекули, руйнується, і потенціальна енергія асимптотично прямує до нуля. При дуже малих r потенціальна енергія переходить у область додатних значень і прямує до ∞ при $r \rightarrow 0$. При $r = r_0$ потенційна крива має максимум і якщо $x \ll r_0$, то $E(r)$ виявляється параболою (7.1.12). Модель процесу коливання молекули при умові виконання закону Гука називається гармонічним осцилятором. При великих відхиленнях від положення рівноваги, коли закон Гука не виконується, використовується модель ангармонічного осцилятора, яка відповідає реальній потенціальній кривій.

Колівальні рівні енергії квантовані і у випадку гармонічного осцилятора дорівнюють

$$E_{\mathcal{G}} = h\tilde{\nu}_0 \left(\mathcal{G} + \frac{1}{2} \right), \quad (7.1.13)$$

де $\mathcal{G} = 0, 1, 2, \dots$ - колівальне квантове число,

$$\tilde{\nu}_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\epsilon}{m_0}} \quad (7.1.14)$$

основна частота.

Рівні енергії гармонічного осцилятора розташовуються на однакових відстанях. Дозволяються тільки переходи $\Delta \mathcal{G} = \pm 1$. Отже, спектр гармонічного осцилятора складається тільки з однієї лінії з частотою $\tilde{\nu}_0$.

Ангармонічний осцилятор окрім основної частоти має також поглинення та випромінювання на обертонах, тобто для ангармонічного осцилятора дозволяються також переходи $\Delta \mathcal{G} = \pm 2; \pm 3 \dots$. Це й

спостерігається у реальних молекулярних спектрах. Оскільки коливна молекула в той же час й обертається, у чистому виді коливальні лінії не спостерігаються. Замість них біля коливальних частот формуються обертально-коливальні смуги, які складаються з окремих ліній, що відповідають різним обертальним переходам при даному коливальному.

Частоти обертонів помітно відрізняються від гармонічних. Ангармонічність урахується в рівнянні для коливальної енергії додатковими членами, так що воно записується у такому вигляді:

$$E_{\mathcal{J}} = h\nu_0 \left(\mathcal{J} + \frac{1}{2} \right) - h\nu_0 \alpha \left(\mathcal{J} + \frac{1}{2} \right)^2 + h\nu_0 \beta \left(\nu + \frac{1}{2} \right)^2, \quad (7.1.15)$$

де α і β - деякі малі коефіцієнти.

Рівні енергії ангармонічного осцилятора, на відміну від гармонічного, по мірі збільшення \mathcal{J} зближуються.

Коливальні переходи, що дозволяються, з випромінюванням та поглиненням відбуваються тільки тоді, коли при змінах r змінюється дипольний момент. Якщо молекула складається із двох однакових ядер, то дипольний момент дорівнює нулю, оскільки центр електронної хмари збігається з центром додатного заряду. При зміні r дипольний момент залишається рівним нулю. Тому молекули, що складаються з двох однакових атомів (H_2, O_2, N_2), не мають коливального спектра. Обертальні спектри у таких молекул також заборонені. Коливальні та обертально-коливальні спектри характерні для трьох атомних молекул.

Як свідчать спектроскопічні дані, три молекули CO_2 розташовуються у вигляді симетричної лінійної структури, у якої атом вуглецю оточується з двох сторін атомами кисню. Довжина зв'язку $C - O$ у початковому не збудженому стані дорівнює $1,1632 \cdot 10^{-4}$ мкм. Із-за лінійної симетрії молекула не може мати статичний дипольний момент. На рис. 7.4 а) зображені три типи нормальних коливань, які можливі при такій конфігурації молекули. Симетричний коливальний рух ν_1 не може створювати дипольного моменту, а тому молекула не може бути оптично активною. У коливальному стані ν_2 дипольний момент перпендикулярний до осі молекули. Цей тип коливань дає смугу поглинення 15 мкм. Ця смуга називається основною, оскільки вона обумовлена переходом з основного стану у перший збуджений коливальний стан. Існує ще й друга основна смуга, яка відповідає типу коливань ν_3 . Це 4,3 мкм смуга, котра приходить на короткохвильове крило випромінювання абсолютно чорного тіла при температурах, що характерні для атмосфери.

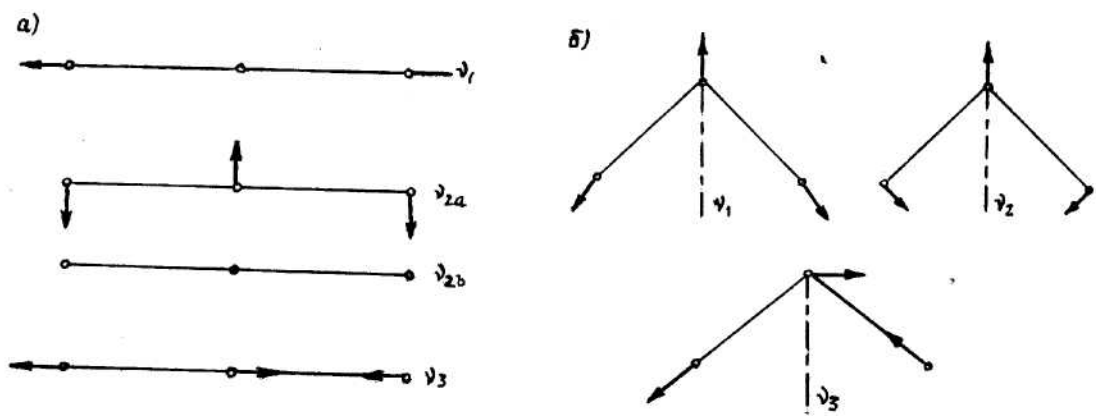


Рис. 7.4 – Типи нормальних коливань у молекулах CO_2 (а) і H_2O (б)

Молекула води має вигляд рівнобедреного трикутника з тупим кутом у вершині в $104,5^\circ$. Відстань між атомами водню та кисню дорівнює $9,58 \cdot 10^{-5}$ мкм. Три типи нормальних коливань, можливих при такій структурі, показані на рис. 7.4 б). Обертально-коливальна смуга водяної пари 6,3 мкм відповідає основній частоті ν_2 . Дві інші основні частоти (ν_1 і ν_3) розташовуються одна біля одної у 2,7 мкм смугі, тобто біля короткохвильової границі інфрачервоного спектрального діапазону. Ця смуга викликає великий інтерес, оскільки дає внесок у поглинення сонячної радіації в атмосфері. Смуга, яка перекриває діапазон спектра частот від 900 до 40 см^{-1} (від 11 до 250 мкм) є чисто обертальною.

Молекула озону – трьохатомна молекула нелінійного типу з достатньо сильним обертальним спектром. Відстань між атомами кисню дорівнює $1,278 \cdot 10^{-4}$ мкм а кут – $116,8^\circ$. Три основні коливальні частоти ν_1 , ν_2 , ν_3 приходяться на довжини хвиль 9,066, 14,27 й 9,597 мкм відповідно. Дуже сильна основна полоса ν_3 та помірно сильна ν_1 формують 9,6 мкм смугу озону. Основна смуга озону ν_2 маскується 15 мкм смугою CO_2 . Сильна смуга біля 4,7 мкм, яка відповідає обертонам частотам коливань молекули O_3 , приходиться на ту частину кривої Планка для атмосфери, в якій утримується мало енергії. Треба підкреслити що вже розглянуті вище смуги поглинення озону в ультрафіолетовій частині сонячного спектра обумовлені електронними переходами у молекулі.

Обертально-коливальні смуги H_2O , CO_2 і O_3 , розташовані в інтервалі 1-20 мкм, не закривають цілком цей інтервал. Залишаються вікна прозорості 1,5-1,8 мкм; 2,0-2,5 мкм; 3,0-4,0 мкм; 4,5-5,0 мкм і 8-13 мкм, у яких поглинення відсутнє або досить мале. Найбільше значення має останнє вікно прозорості, про яке вже розповідалось у попередньому розділі. Перекривання цієї області полосою озону не має великого значення, тому що, по-перше, ця смуга досить вузька і, по-друге,

вихолодження повітря за рахунок озону відбувається, головним чином, у стратосфері й вище. Обертальна полоса водяної пари перекриває означений діапазон частот повністю.

7.2 Перенос теплової інфрачервоної радіації в атмосфері

7.2.1 Інтегрування рівняння переносу радіації для плоско паралельних атмосфер

У розділі 3.1 було виведене загальне рівняння переносу радіації. Воно має вид

$$\frac{dI_{\lambda}}{\alpha_{\lambda}\rho dl} = -I_{\lambda} + J_{\lambda}. \quad (7.2.1)$$

Саме на його основі ми одержали закон Буге-Ламберта-Бера ослаблення сонячної радіації в атмосфері. При цьому, вважалось, що для короткохвильової радіації власна яскравість атмосфери J_{λ} нехтовно мала. Це припущення для теплової інфрачервоної радіації не має сенсу, тому що випромінювання атмосфери має такий же порядок, як і випромінювання земної поверхні. Отже, при розгляданні особливостей переносу теплової інфрачервоної радіації в атмосфері треба використовувати рівняння переносу у повній формі, тобто у формі (7.2.1).

Розглянемо систему координат $OXYZ$. Нехай в атмосфері у напрямку радіуса-вектора l поширюється монохроматичний потік радіації інтенсивністю I_{λ} в початковій точці A . Перейдемо до полярної системи координат $\theta\psi z$ (рис. 7.5).

Тоді, очевидно,

$$dl = \frac{dz}{\cos\theta} \quad (7.2.2)$$

і рівняння (7.2.1) можна записати у формі

$$\frac{\cos\theta}{\alpha_{\lambda}\rho} \cdot \frac{dI_{\lambda}}{dz} = -I_{\lambda} + J_{\lambda} \quad (7.2.3)$$

Позначимо $\cos\theta = \mu$ і введемо оптичну товщину атмосфери

$$\tau_{\lambda}(z) = -\int_{\infty}^z \alpha_{\lambda}\rho dz \quad (7.2.4)$$

Як відомо, інтеграл зі змінною на верхній границі інтегрування являє собою функцію від цієї змінної. Диференціал цієї функції дорівнює

$$d\tau_{\lambda} = -\alpha_{\lambda}\rho dz. \quad (7.2.5)$$

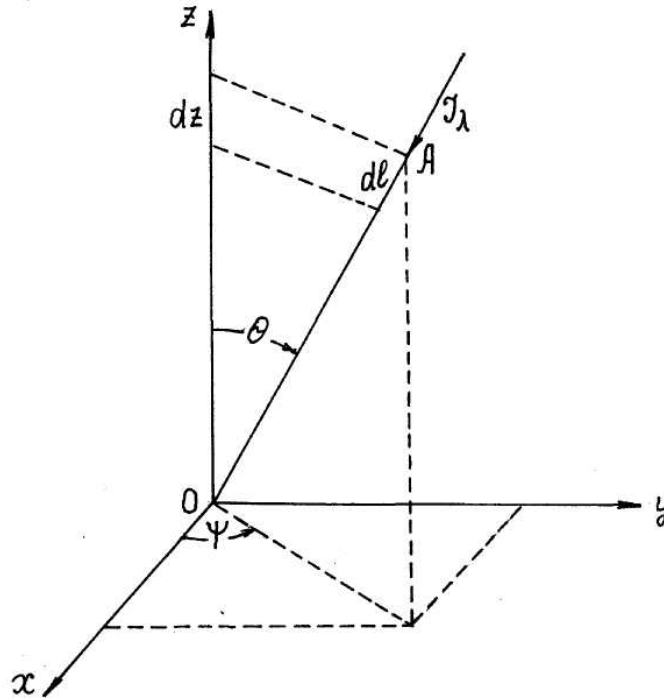


Рис. 7.5 – Системи координат

Тимчасово випустимо індекс λ , пам'ятаючи про те, що ми маємо справу з монохроматичним потоком, і розглянемо шар атмосфери, обмежений висотами, на яких оптична товщина атмосфери $\tau = \tau_1$ і $\tau = 0$ (рис. 7.6). Інтенсивність радіації на деякому рівні є функція змінних τ , μ , і ψ , тобто $I(\tau, \mu, \psi)$. Ураховуючи це, а також рівняння (7.2.5), рівняння переносу радіації запишемо у вигляді:

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu, \psi)}{d\tau} = I(\tau, \mu, \psi) - J(\tau, \mu, \psi). \quad (7.2.6)$$

Оскільки ми атмосферу представили як систему, що складається з плоских паралельних шарів, (рис. 7.6), то рівняння називають рівнянням переносу радіації у плоско паралельних атмосферах.

Для розв'язку диференційного рівняння (7.2.6) помножимо обидві його частини на $e^{-\tau/\mu}$. Зафіксуємо напрямок променя, тобто приймемо, що $\mu = const$, і будемо вважати, що інтенсивність не залежить від азимуту ψ . Тоді маємо:

$$\mu e^{-\tau/\mu} \frac{dI(\tau, \mu)}{d\tau} = I(\tau, \mu) e^{-\tau/\mu} - J(\tau, \mu) e^{-\tau/\mu} \quad (7.2.7)$$

або

$$e^{-\tau/\mu} dI(\tau, \mu) - I(\tau, \mu) \frac{e^{-\tau/\mu}}{\mu} d\tau = -J(\tau, \mu) \frac{e^{-\tau/\mu}}{\mu} d\tau. \quad (7.2.8)$$

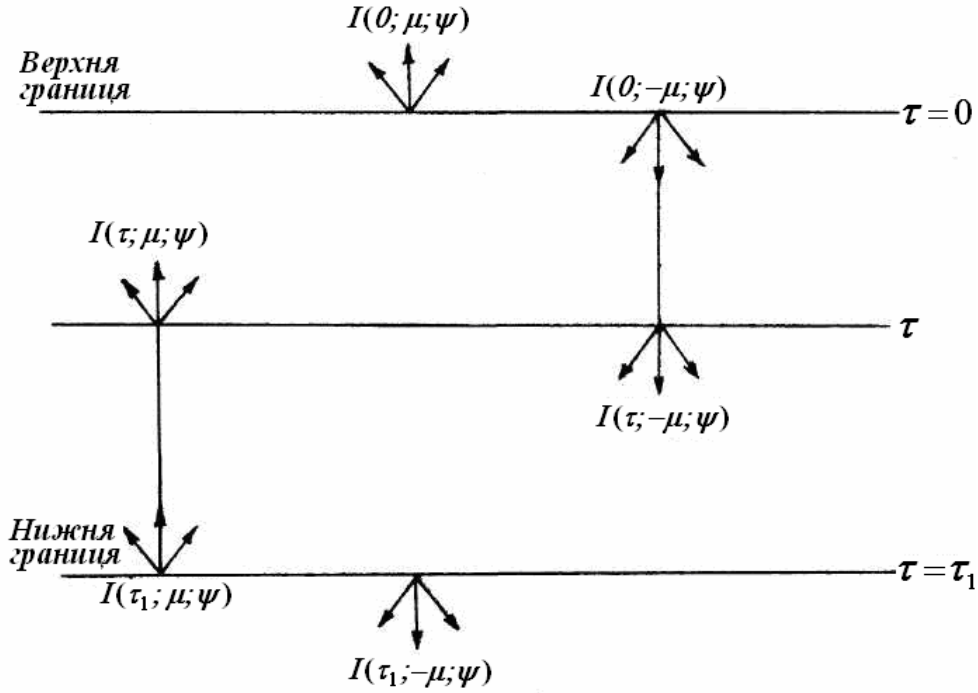


Рис. 7.6 – До рівняння переносу інфрачервоної радіації

Розглянемо диференціал функції $I(\tau, \mu)e^{-\tau/\mu}$. Очевидно, він дорівнює

$$d\left[I(\tau, \mu)e^{-\tau/\mu}\right] = dI(\tau, \mu)e^{-\tau/\mu} - I(\tau, \mu)\frac{e^{-\tau/\mu}}{\mu}d\tau. \quad (7.2.9)$$

Якщо порівняти рівняння (7.2.8) і (7.2.9), то очевидно, що

$$d\left[I(\tau, \mu)e^{-\tau/\mu}\right] = J(\tau, \mu)\frac{e^{-\tau/\mu}}{\mu}d\tau. \quad (7.2.10)$$

Проінтегруємо рівняння (7.2.10) в границях від τ_1 до τ .

Будемо мати

$$I(\tau, \mu)e^{-\tau/\mu} - I(\tau_1, \mu)e^{-\tau_1/\mu} = -\int_{\tau_1}^{\tau} J(\tau', \mu)\frac{e^{-\tau'/\mu}}{\mu}d\tau', \quad (7.2.11)$$

де τ' - змінна інтегрування.

Після ділення рівняння (7.2.11) на експоненту $e^{-\tau/\mu}$ воно отримує таку форму:

$$I(\tau, \mu) = I(\tau_1, \mu)e^{-(\tau_1-\tau)/\mu} + \int_{\tau}^{\tau_1} J(\tau', \mu)\frac{e^{-(\tau'-\tau)}}{\mu}d\tau'. \quad (7.2.12)$$

На основі отриманого розв'язку загального рівняння переносу радіації можна записати відповідні рівняння для інтенсивностей висхідного та нисхідного потоків

$$I^{\uparrow}(\tau, \mu) = I(\tau_1, \mu) e^{-(\tau_1 - \tau)/\mu} + \int_{\tau}^{\tau_1} J(\tau', \mu) \frac{e^{-(\tau' - \tau)/\mu}}{\mu} d\tau', \quad (7.2.13)$$

$$I^{\downarrow}(\tau, \mu) = I(0_1 - \mu) e^{-\tau/\mu} + \int_0^{\tau} J(\tau' - \mu) \frac{e^{-(\tau' - \tau)/\mu}}{\mu} d\tau'. \quad (7.2.14)$$

У рівнянні (7.2.14) враховано, що для нисхідного потоку $\theta > \frac{\pi}{2}$ і $\mu = \cos \theta < 0$.

Перший член рівняння (7.2.13) характеризує частину інтенсивності висхідного потоку, що надходить із рівня τ_1 до рівня τ , другий член – частину власного випромінювання шару товщиною $\tau - \tau_1$ на цьому ж рівні τ . У рівнянні (7.2.14) перший член описує частину інтенсивності нисхідного потоку, котра надходить до рівня τ з росташованих вище шарів атмосфери, другий член – її частину за рахунок власного випромінювання шарів атмосфери, що знаходяться вище рівня τ . До речі, треба мати на увазі, що рівняння (7.2.13) – (7.2.14) характеризують спектральні інтенсивності, тобто інтенсивність потоків даної довжини хвилі λ . Але при розгляданні теплової інфрачервоної радіації її спектральну інтенсивність і спектральний потік характеризують у термінах хвильових чисел.

7.2.2 Інтенсивність теплового інфрачервоного випромінювання в атмосфері

Дослідження спектрів випромінювання земної поверхні й атмосфери дають підставу вважати, що з достатньою точністю їх можна розглядати як сіре тіло. Випромінювання такого тіла на всіх довжинах хвиль відрізняється від випромінювання абсолютно чорного тіла на одну й ту ж величину δ , якщо температура сірого тіла дорівнює температурі абсолютно чорного тіла. Величину δ називають відносним коефіцієнтом поглинення. Отже, на основі законів Кірхгофа і Стефана-Больцмана можна записати, що інтегральна випромінювальна здатність земної поверхні при температурі T_n дорівнює

$$B[T_n] = \delta \sigma T_n^4. \quad (7.2.15)$$

Величина δ для різних поверхонь коливається в границях $0,85 < \delta < 0,99$. Найбільше його значення має свіжий сніг, найменше – гладка поверхня води. Середнє його значення дорівнює 0,95.

Для атмосфери інтегральна випромінювальна златність має аналогічний вид

$$B[T(\tau')] = \delta_A \sigma T^4(\tau'), \quad (7.2.16)$$

де τ' - оптична товщина атмосфери, що відповідає поточному значенню висоти. Отже $T(\tau')$ - характеризує температурну стратифікацію атмосфери. Відносний коефіцієнт поглинення атмосфери δ_A залежить від концентрації водяної пари, кількості й форми хмар. Він тим більший, чим більше парціальний тиск водяної пари і кількість хмар.

Для математичного моделювання процесу переносу теплової інфрачервоної радіації в атмосфері використаємо рівняння (7.2.13)-(7.2.14). Як і раніше, будемо вважати, що її інтенсивність не залежить від азимута. В зазначених рівняннях інтенсивність власного монохроматичного випромінювання шару атмосфери J_ν і випромінювання в шар із його нижньої границі τ_1 будемо розглядати як випромінювання абсолютно чорного тіла при температурах атмосфери $T(\tau')$ і земної поверхні (при $\tau = \tau_1$). Тому їх можна виразити відповідними функціями Планка.

$$I_\nu(\tau_1, \mu) = B_\nu(T_1), \quad (7.2.17)$$

$$J_\nu(\tau', \mu) = B_\nu[T(\tau')]. \quad (7.2.18)$$

Коригуючі множники δ і δ_A можуть бути внесені в остаточні розв'язки.

За рахунок рівнянь (7.2.17) і (7.2.18), рівняння переносу інфрачервоної радіації знизу вверх й зверху вниз можуть бути записані так:

$$I_\nu^\uparrow(\tau, \mu) = B_\nu(T_1) e^{-(\tau_1 - \tau)/\mu} + \int_{\tau_1}^{\tau} B_\nu[T(\tau')] \frac{e^{-(\tau' - \tau)/\mu}}{\mu} d\tau', \quad (7.2.19)$$

$$I_\nu^\downarrow(\tau, -\mu) = \int_0^{\tau} B_\nu[T(\tau')] \frac{e^{-(\tau' - \tau)/\mu}}{\mu} d\tau. \quad (7.2.20)$$

У рівнянні (7.2.20) враховується, що на верхній границі атмосфери ($\tau = 0$) інтенсивність теплової інфрачервоної радіації дорівнює нулю, тобто $I_\nu(0, -\mu) = 0$.

Перший член рівняння (7.2.19) характеризує ослаблення спектральної інтенсивності радіації, що випромінюється земною поверхнею, шаром

атмосфери від τ_1 до τ , а другий член – інтенсивність теплової інфрачервоної радіації, яка надходить до рівня τ внаслідок власного випромінювання цього шару атмосфери. Права частина рівняння (7.2.20) описує теплову інфрачервону радіацію, що надходить до рівня τ внаслідок власного випромінювання шару атмосфери від τ до 0 (від z до ∞).

7.2.3 Спектральна й дифузійна функції пропускання теплової інфрачервоної радіації

Звернемося до рівняння (7.2.19). Припустимо що власне випромінювання шару товщиною $\tau - \tau_1$ - дорівнює нулю, тобто в підінтегральній функції другого члена $B_\nu [T(\tau')] = 0$.

Тоді

$$I_\nu^\uparrow(\tau, \mu) = B_\nu [T_n] e^{-(\tau_1 - \tau)/\mu} \quad (7.2.21)$$

або

$$\frac{I_\nu^\uparrow(\tau, \mu)}{B_\nu [T_n]} = e^{-(\tau_1 - \tau)/\mu}. \quad (7.2.22)$$

Функція

$$p_\nu(\tau_1 - \tau, \mu) = e^{-(\tau_1 - \tau)/\mu} \quad (7.2.23)$$

характеризує ту частину теплової інфрачервоної радіації, яка випромінюється з рівня τ_1 , яку в напрямку μ пропускає шар атмосфери товщиною $\tau - \tau_1$ - на рівень τ . Вона, очевидно, залежить від частоти ν , оскільки від неї залежить оптична товщина атмосфери τ . Тому функція (7.2.23) називається спектральною функцією пропускання.

Очевидно,

$$-\frac{1}{\mu} e^{-(\tau' - \tau)/\mu} = \frac{\partial p_\nu(\tau' - \tau, \mu)}{\partial \tau'}. \quad (7.2.24)$$

Отже, якщо використати спектральну функцію пропускання (7.2.23) та її частинну похідну (7.2.24), то рівняння переносу теплової інфрачервоної радіації можна записати у такій формі:

$$I_\nu^\uparrow(\tau, \mu) = B_\nu [T_n] p_\nu(\tau_1 - \tau, \mu) = \int_\tau^{\tau_1} B_\nu [T(\tau')] \frac{\partial p_\nu(\tau' - \tau, \mu)}{\partial \tau'} d\tau'. \quad (7.2.25)$$

$$I_V^\downarrow(\tau, -\mu) = \int_0^\tau B_V[T(\tau')] \frac{\partial p_V(\tau' - \tau, \mu)}{\partial \tau'} d\tau'. \quad (7.2.26)$$

Перейдемо тепер від спектральної інтенсивності теплової інфрачервоної радіації до спектрального її потоку. Як було показано раніше, між спектральним потоком й інтенсивністю існує така залежність:

$$F_V(\tau) = \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{\pi/2} I_V(\tau, \theta) \cos\theta \sin\theta d\theta. \quad (7.2.27)$$

Оскільки $\cos\theta = \mu$, після інтегрування по змінній ψ маємо

$$F_V(\tau) = 2\pi \int_0^1 I_V(\tau, \mu) \mu d\mu. \quad (7.2.28)$$

Використаємо тепер, залежність (7.2.28) для отримання висхідного та нисхідного спектральних потоків теплової інфрачервоної радіації. З цією метою підставимо рівняння (7.2.25) й (7.2.26) в праву частину рівності (7.2.28). Для рівняння (7.2.25) будемо мати

$$F_V^\uparrow(\tau) = \pi B_V[T_n] 2 \int_0^1 p_V(\tau_1 - \tau, \mu) \mu d\mu - \int_\tau^{\tau_1} \pi B_V[T(\tau')] \times \\ \times \left[2 \int_0^1 \frac{\partial p_V(\tau' - \tau, \mu)}{\partial \tau'} \mu d\mu \right] d\tau'. \quad (7.2.29)$$

Величина

$$P_V(\tau_1 - \tau) = 2 \int_0^1 P_V(\tau_1 - \tau, \mu) \mu d\mu \quad (7.2.30)$$

називається дифузною функцією пропускання, а величина

$$2 \int_0^1 \frac{\partial P_V(\tau' - \tau, \mu)}{\partial \tau'} \mu d\mu = \frac{\partial P_V(\tau' - \tau)}{\partial \tau'}. \quad (7.2.31)$$

її похідною. Отже, враховуючи рівняння (7.2.28) – (7.2.31), маємо

$$F_V^\uparrow(\tau) = \pi B_V[T_n] P_V(\tau_1 - \tau) - \int_\tau^{\tau_1} \pi B_V[T(\tau')] \frac{\partial P_V(\tau' - \tau)}{\partial \tau'} d\tau', \quad (7.2.32)$$

$$F_V^\downarrow(\tau) = \int_0^\tau \pi B_V[T(\tau')] \frac{\partial P_V(\tau' - \tau)}{\partial \tau'} d\tau'. \quad (7.2.33)$$

Перший член правої частини рівняння (7.2.32) характеризує частину спектрального потоку теплової інфрачервоної радіації, яку пропускає шар

атмосфери товщиною $\tau - \tau_1$ на рівень τ із всіх можливих напрямків, тобто з півсфери, а другий – частину цього потоку за рахунок власного випромінювання шару. Права частина рівняння (7.2.33) має той же сенс, але для шару від 0 до τ (від верхньої границі атмосфери до висоти z , якій відповідає оптична товщина τ).

7.2.4 Ефективна маса поглинач

Рівняння (7.2.32) і (9.2.33) більш часто записують у термінах ефективної маси поглинач, а не в термінах оптичної товщини атмосфери, як це зроблено. Введемо поняття ефективної маси поглинач.

Головні поглиначі теплової інфрачервоної радіації – водяна пара й вуглекислий газ. Найбільші концентрації цих газів спостерігаються у тропосфері й стратосфері. Один із основних ефектів, що приводить до формування смуг поглинення в цих шарах атмосфери, є ефект Лоренца. Контур смуги, як відомо, визначається формулою

$$\alpha'_v = \frac{Sa}{\pi(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0)^2 + a^2}. \quad (7.2.34)$$

Спектральний масовий показник поглинення α'_v залежить від атмосферного тиску і температури, оскільки від цих параметрів залежить півширина смуги a

$$a = a_0 \left(\frac{p}{p_0} \right)^n \left(\frac{T_0}{T} \right)^l. \quad (7.2.35)$$

За рахунок такої залежності можна записати, що

$$\alpha'_v = \alpha_{v_0} \left(\frac{p}{p_0} \right)^n \left(\frac{T_0}{T} \right)^l \quad (7.2.36)$$

де α_{v_0} - масовий показник поглинення при $a = a_0$.

Можна показати, що оптична товщина поглинаючої атмосфери протяжністю від 0 до z визначається формулою

$$\tau_1 - \tau(z) = \int_0^z \alpha'_v \rho_n dz, \quad (7.2.37)$$

де ρ_n - густина поглинач. Дійсно,

$$\tau_1 = \int_0^\infty \alpha'_v \rho_n dz, \quad (7.2.38)$$

$$\tau(z) = \int_z^{\infty} \alpha'_V \rho_n dz. \quad (7.2.39)$$

Таким чином,

$$\begin{aligned} \tau_1 - \tau(z) &= \int_0^{\infty} \alpha'_V \rho_n dz - \int_z^{\infty} \alpha'_V \rho_n dz = \int_0^z \alpha'_V \rho_n dz + \\ &+ \int_z^{\infty} \alpha'_V \rho_n dz - \int_z^{\infty} \alpha'_V \rho_n dz = \int_0^z \alpha'_V \rho_n dz. \end{aligned}$$

Якщо використати тепер рівність (7.2.35), то будемо мати

$$\tau_1 - \tau = \int_0^z \alpha'_{V_0} \left(\frac{p}{p_0} \right)^h \left(\frac{T_0}{T} \right)^l \rho_n dz = \alpha'_{V_0} \int_0^z \left(\frac{p}{p_0} \right)^h \left(\frac{T_0}{T} \right)^l \rho_n dz. \quad (7.2.40)$$

Величина

$$m(z) = \int_0^z \left(\frac{p}{p_0} \right)^h \left(\frac{T_0}{T} \right)^l \rho_n dz \quad (7.2.41)$$

називається ефективною масою поглиначача.

Отже,

$$\tau_1 - \tau = \alpha'_{V_0} m(z). \quad (7.2.42)$$

Тоді можна у термінах ефективної маси поглиначача записати формули для спектральної й дифузної функцій пропускання

$$P_V(m) = e^{-\alpha'_{V_0} m / \mu}, \quad (7.2.43)$$

$$P_V(m) = 2 \int_0^1 e^{-\alpha'_{V_0} m / \mu} \mu d\mu. \quad (7.2.44)$$

Висхідний і нисхідний спектральні потоки теплової інфрачервоної радіації у термінах ефективної маси поглиначача мають такий вид:

$$F_0^{\uparrow}(m) = \pi B_0(T_n) P_V(m) + \int_0^m \pi B_0[T(u)] \frac{\partial P_V(m-u)}{\partial u} du, \quad (7.2.45)$$

$$F_V^{\downarrow}(m) = \int_{m_0}^m \pi B_0[T(u)] \frac{\partial P_V(m-u)}{\partial u} du. \quad (7.2.46)$$

Сенс правих частин рівнянь (7.2.45) і (7.2.46) залишається таким же, як і рівнянь (7.2.32) і (7.2.33), але міркування треба проводити вже у термінах ефективної маси поглиначача.

7.2.5 Інтегральний потік теплової інфрачервоної радіації, інтегральна функція пропускання

Як відомо, щоб отримати інтегральний потік випромінювання, треба виконати інтегрування спектрального потоку по усьому діапазону частот (довжин хвиль). Якщо це зробити відносно рівнянь (7.2.45) і (7.2.46), то для інтегральних потоків висхідного і нисхідного теплового інфрачервоного випромінювання будемо мати

$$F^{\uparrow}(m) = \int_0^{\infty} \pi B_0(T_n) P_V(m) dv + \int_0^m \int_0^m \pi B_0[T(u)] \frac{\partial P_V(m-u)}{\partial u} dudv, \quad (7.2.47)$$

$$F^{\downarrow}(m) = \int_0^m \int_{m_0}^m \pi B_V[T(u)] \frac{\partial P_V(m-u)}{\partial u} dudv. \quad (7.2.48)$$

Обчислювання за допомогою рівнянь (7.2.47) і (7.2.48) дуже складні. Тому їх перетворюють шляхом запровадження інтегральної функції пропускання, яка може бути розрахована заздалегідь.

Розділимо та помножимо відповідні підінтегральні функції рівнянь (7.2.47) і (7.2.48) та повну інтенсивність випромінювання підстильної поверхні $B(T_n)$ й атмосфери $B[T(u)]$.

Будемо мати

$$F^{\uparrow}(m) = B[T_n] \int_0^{\infty} \pi \frac{B_V(T_n)}{B[T_n]} P_V(m) dv + \int_0^m B[T(u)] \int_0^m \pi \frac{B_V[T(u)]}{B[T(u)]} \frac{\partial P_V(m-u)}{\partial u} dudv. \quad (7.2.49)$$

Величина

$$\int_0^{\infty} \pi \frac{B_V[T_n]}{B[T_n]} P_V(m) dv = P(m) \quad (7.2.50)$$

називається інтегральною функцією пропускання, а величина

$$\int_0^{\infty} \pi \frac{B_V[T(u)]}{B[T(u)]} \frac{\partial P_V(m-u)}{\partial u} dv = \frac{\partial P(m-u)}{\partial u} \quad (7.2.51)$$

є її похідною.

Отже, у термінах інтегральної функції пропускання маємо:

$$F^{\uparrow}(m) = B[T_n] P(m) + \int_0^m B[T(u)] \frac{\partial P(m-u)}{\partial u} du, \quad (7.2.52)$$

$$F^{\downarrow}(m) = \int_{m_0}^m B[T(u)] \frac{\partial P(m-u)}{\partial u} du, \quad (7.2.53)$$

або

$$F^{\uparrow}(m) = B(T_n)P(m) + \int_0^m B[T(u)] dP(m-u), \quad (7.2.54)$$

$$F^{\downarrow}(m) = \int_{m_0}^m B[T(u)] dP(m-u). \quad (7.2.55)$$

Як виходить із рівнянь (7.2.54) і (7.2.55), інтегральні потоки теплової інфрачервоної радіації складаються із інтегральних потоків випромінювання підстильної поверхні й атмосфери, які залежать тільки від температури, й інтегральних функцій пропускання, що залежать від ефективних мас поглиначів. Таке подання потоків значно зменшує трудомісткість розрахунків. Громіздкі обчислювання, пов'язані з інтегруваннями по довжинах хвиль і напрямках, можуть бути зроблені заздалегідь при обчислюванні інтегральних функцій пропускання. Тоді для кожної конкретної стратифікації атмосфери залишається виконати два чисельних інтегрування: по висоті для обчислення ефективної маси поглиначів і по ефективних масах для обчислення інтегральних потоків.

Висхідний і нисхідний потоки теплової інфрачервоної радіації на визначеному рівні атмосфери з ефективною масою поглиначів m дають можливість обчислити функцію

$$\Phi(m) = F^{\uparrow}(m) - F^{\downarrow}(m), \quad (7.2.56)$$

яка називається ефективним потоком.

7.2.6 Апроксимація функцій пропускання

Спектральна функція пропускання в залежності від ефективних мас поглиначів може бути записана таким чином:

$$P_v(m) = e^{-\alpha_v m / \mu}. \quad (7.2.57)$$

Як було показано, дифузна функція пропускання визначається рівнянням

$$P_v(m) = 2 \int_0^1 e^{-\alpha_v m / \mu} \mu d\mu. \quad (7.2.58)$$

Швидкість зменшування спектральної функції пропускання при збільшенні m залежить від масового коефіцієнта поглинення α'_0 , який змінюється в широких границях у залежності від температури T та тиску атмосфери P , бо від цих величин залежить інтенсивність S смуги поглинення та півширина лінії a . Масовий коефіцієнт поглинення, як відомо, визначається рівнянням (7.2.34), у якому півширина смуги a описується рівнянням (7.2.35). В формулі (7.2.34) інтенсивність смуги S також залежить від температури. Ця залежність має вид:

$$S = S_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^2 \exp \left[-\frac{E}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right]. \quad (7.2.59)$$

У рівнянні (7.2.60) E - енергія молекули на нижньому енергетичному рівні, k - стала Больцмана.

Для CO_2 показник степеня $r = 1$; для H_2O $r = 3/2$; для O_3 - $r = 5/2$.

Таким чином, необхідно мати на увазі, що α'_v залежить від напрямку поширення випромінювання μ , бо ним визначаються вертикальні профілі температури та тиску.

Проте можна спростити умови задачі, якщо вважати, що пропускання на неоднорідній трасі таке саме, як на однорідній $\bar{\mu}$ (при постійних T і P), інтегральна концентрація поглиначів на котрій є m , а півширина та інтенсивність лінії поглинання дорівнюють середнім значенням \bar{S} , \bar{a} . Тоді будемо мати

$$\bar{\alpha}'_v = \frac{\bar{S}\bar{a}}{\pi \left[(\tilde{\nu} - \tilde{\nu})^2 + \bar{a}^2 \right]}. \quad (7.2.60)$$

Таке наближення має назву наближення Куртіса-Годсона.

За рахунок цього наближення після інтегрування маємо для дифузної функції пропускання:

$$P_v(m) = e^{-\bar{\alpha}'_v m / \bar{\mu}}. \quad (7.2.61)$$

За умови правильного вибору $\bar{\mu}$ похибка цієї формули не перебільшує 5-10%. Як показали дослідження, $\bar{\mu}$ має таке значення, яке надає функції (7.2.61) вигляд:

$$P_v(m) = e^{-1,66\bar{\alpha}'_v m}. \quad (7.2.62)$$

При розрахунках потоків інфрачервоного випромінювання у тропосфері при ясному небі зручною є апроксимація інтегральної функції пропускання наближеною формулою. Прикладом такої апроксимації є формула:

$$P(m) = 0,539 \exp\left[-2,4s\sqrt{m}\right] + 0,46 \exp\left[-0,213\sqrt{m}\right]. \quad (7.2.63)$$

У ній m - ефективна маса водяної пари (в кг/м²). Поглинення вуглекислим газом CO_2 ураховується у коефіцієнтах експонент.

У випадку хмарної атмосфери функція пропускання для інфрачервоного випромінювання апроксимується формулою

$$P(m_1, m_2, m_3) = \pi \left[\sum_{k=1}^3 a_k^{(1)} e^{-1,66 \left[\alpha' m_3 + \alpha_k^{(1)} m_1 \right]} \right] + \quad (7.2.64)$$

$$+ \prod_{n=1}^3 \sum_{k=1}^3 a_k^{(n)} e^{-1,66 \left[\alpha' m_3 + \alpha_k^{(n)} m_{n-1} \right]},$$

у котрій m_1 , m_2 - ефективні маси водяної пари та краплинної води в хмарі, m_3 - ефективна маса вуглекислого газу. Коефіцієнти α' , $\alpha_k^{(n)}$ визначені для різних ефективних мас поглиначів. Із формули (7.2.63) видно, що одна частина радіації поглинається дуже сильно, в той час коли друга частина послаблюється відносно повільно та проникає крізь товщину земної атмосфери.

7.2.7 Швидкість інфрачервоного нагрівання атмосфери

Раніше вже визначалася швидкість нагрівання атмосфери за рахунок поглинення сонячного випромінювання. Було показано, що частинна похідна температури залежить від вертикального градієнта потоку випромінювання. Для теплової радіації необхідно брати до уваги нисхідні та висхідні потоки. Це здійснюють введенням ефективного потоку, який як було показано вище, визначається формулою (7.2.56). Висхідний та нисхідний потоки розраховуються за допомогою відповідних рівнянь на основі даних радіозондування атмосфери. Їх можна буде одержати шляхом актинометричних вимірювань. Для цієї мети існують спеціальні актинометричні радіозонди. За період з 1963 по 1967 р. у Центральній аерологічній обсерваторії була проведена серія таких вимірювань. Виявилось, що середні значення потоків на поверхні землі дорівнюють $F^\uparrow = 0,343 \text{ кВт/м}^2$; $F^\downarrow = 0,327 \text{ кВт/м}^2$ $\Phi = 0,016 \text{ кВт/м}^2$.

Припустимо, що ми маємо значення ефективних потоків на верхній та нижній границях шару атмосфери товщиною Δz .

$$\text{Тоді } \Phi(z + \Delta z) = F^\uparrow(z + \Delta z) - F^\downarrow(z + \Delta z); \quad \Phi(z) = F^\uparrow(z) - F^\downarrow(z).$$

Отже на основі закону зберігання енергії будемо мати

$$\frac{\Delta\phi(z)}{\Delta z} = -c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (7.2.65)$$

де $\Delta\Phi(z) = \Phi(z + \Delta z) - \Phi(z)$, c_p - питома теплоємність при постійному тиску. Частинна похідна $\frac{\partial T}{\partial t}$ означає змінювання температури за 1 с за рахунок поглинення (випромінювання) теплової інфрачервоної радіації. Таким чином, швидкість нагрівання (охолодження) шару визначається формулою

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{1}{c_p \rho} \frac{\Delta\Phi(z)}{\Delta z}. \quad (7.2.66)$$

Співвідношення (7.2.66) записано в термінах висоти z . Перетворимо його таким чином щоб воно було у термінах ефективної маси поглинача. Для цього запишемо основне рівняння статки атмосфери у кінцевих приростах.

$$\frac{\Delta P}{\Delta Z} = -\rho g. \quad (7.2.67)$$

Тоді маємо

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{g}{c_p} \frac{\Delta\Phi(P)}{\Delta P}. \quad (7.2.68)$$

На основі визначення атмосферного тиску

$$\Delta p = -\Delta m.$$

Таким чином,

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{g}{c_p} \frac{\Delta\Phi(m)}{\Delta m}. \quad (7.2.69)$$

У рівнянні (7.2.69) використовується інтегральний потік інфрачервоної радіації. Можна побудувати схему розрахунку нагрівання повітря при поглиненні спектральних потоків. Це дає можливість розрахувати нагрівання (охолодження), обумовлене поглинанням інфрачервоної радіації кожним спектральним діапазоном. У цьому разі

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_v = -\frac{g}{c_p} \frac{\Delta\Phi_v(m)}{\Delta m}, \quad (7.2.70)$$

де

$$\Delta\Phi_V(m) = F_V^\uparrow(m) - F_V^\downarrow(m). \quad (7.2.71)$$

У рівнянні (7.2.71) $F_V^\uparrow(m)$ висхідний, а $F_V^\downarrow(m)$ - нисхідний потік радіації. Інтегральний ефект розраховується підсумовуванням спектральних ефектів

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \sum_V \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_V. \quad (7.2.72)$$

На рис. 7.7 показані розраховані за допомогою рівнянь (7.2.70)-(7.2.71) значення інфрачервоного нагрівання (вихолодження), обумовленого водяною паром, вуглекислим газом, озоном та сумарне нагрівання (вихолодження).

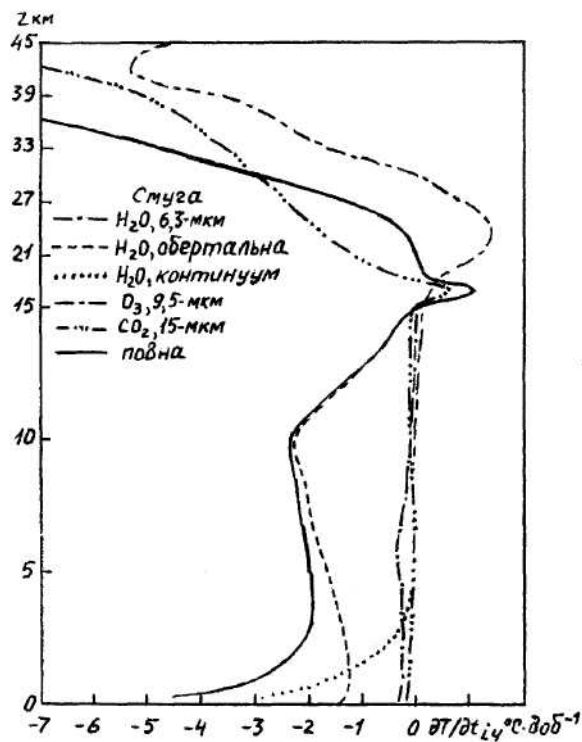


Рис. 7.7 – Швидкість інфрачервоного нагрівання

У нижньому двохкілометровому шарі атмосфери найбільше значення у процесах вихолодження має континуум водяної пари. Це пов'язано з швидким ростом температури та парціального тиску водяної пари при наближенні до земної поверхні. Проте на висоті більше 5 км континуум вносить незначний вклад до загальної швидкості вихолодження. У порівнянні з іншими смугами поглинення внесок обертально-коливальної 6,3 мкм смуги H_2O в загальне радіаційне вихолодження незначний. Це пояснюється тим, що при характерних для земної атмосфери температурах випромінювання абсолютно чорного тіла має на цих довжинах хвиль лише

незначну частину енергії в порівнянні з областями, які зайняті смугами, розташованими ближче до максимуму планківської кривої. Якщо у нижній тропосфері у вихолоджуванні головну роль відіграє континуум водяної пари, то вихолоджування середньої та верхньої тропосфери обумовлено перш за все поглиненням у обертальній смузі водяної пари. Достатньо сильний ефект нагрівання за рахунок поглинення озonom на висотах 18-27 км виникає в наслідок різкого збільшення кількості озону та сильного нагрівання його висхідним випромінюванням. На висоті більше 30 км швидкість радіаційного вихолоджування в 15 мкм смузі CO_2 та 9,3 мкм смузі O_3 починає швидко збільшуватись і все більшу роль відіграє випромінювання у космічний простір.

7.3 Ефективне випромінювання

7.3.1 Ефективне випромінювання земної поверхні

Як було показано, висхідний та нисхідний інтегральні потоки теплової інфрачервоної радіації визначаються рівняннями:

$$F^{\uparrow}(m) = B[T_n]P(m) + \int_0^m B[T(u)]dP(m-u), \quad (7.3.1)$$

$$F^{\downarrow}(m) = \int_{m_0}^m B[T(u)]dP(m-u), \quad (7.3.2)$$

а ефективний потік – рівнянням (7.2.56). Знайдемо висхідний потік на земній поверхні ($m = 0$). Він, очевидно, дорівнює

$$F^{\uparrow}(0) = B(T_n)P(0). \quad (7.3.3)$$

Якщо для функції пропускання прийняти апроксимацію (7.2.63), то на поверхні ($m = 0$) вона дорівнює

$$P(0) = 0,539 + 0,461 = 1,00. \quad (7.3.4)$$

Таким чином, висхідний потік теплової інфрачервоної радіації на земній поверхні визначається рівнянням

$$F^{\uparrow}(0) = B[T_n] = B_0. \quad (7.3.5)$$

Нисхідний потік, очевидно, дорівнює

$$F^{\downarrow}(0) = \int_0^{m_0} B[T(u)]dP(u) = B_a. \quad (7.3.6)$$

Він має назву противипромінювання або зустрічною випромінювання. Треба мати на увазі, що земна поверхня є не абсолютно чорне, а сіре тіло. Тому вона поглинає не весь низхідний потік, а лише його частину, яка залежить від значення відносного коефіцієнта поглинення δ . За рахунок цього ефективний потік теплової інфрачервоної радіації на земній поверхні, котрий називають ефективним випромінюванням земної поверхні B^* , визначається таким рівнянням:

$$\Phi(0) = F^{\uparrow}(0) - F^{\downarrow}(0) = B_0 - \delta B_a = B^* . \quad (7.3.7)$$

Найчастіше температура земної поверхні перевищує температуру атмосфери. Тому $B_0 > \delta B_a$ та $B^* > 0$. Це означає, що, як правило, земна поверхня випромінює радіацію, або втрачає внутрішню енергію. Але бувають випадки, коли в приземному шарі атмосфери утворюється інверсія температури. Тоді $B_0 < \delta B_a$, $B^* < 0$. Тепло переноситься від атмосфери до земної поверхні. Цей ефект посилюється, якщо повітря над земною поверхнею утримує багато вологи. У цьому випадку збільшується B_a та зменшується B^* . В табл. 7.1 наводиться приклад залежності ефективного випромінювання земної поверхні від парціального тиску водяної пари.

Таблиця 7.1 – Ефективне випромінювання земної поверхні при різних значеннях парціального тиску водяної пари.

e гПа	6,0	10,7	15,7
B^* кВт/м ²	0,13	0,12	0,11

Розрахунки противипромінювання атмосфери, як свідчить формула (7.3.5), потребують інформації про розподіл по висотах температури та вологості повітря. Проте такі дані не завжди є у наявності. Крім того, чисельне інтегрування пов'язане з громіздким розрахунками. Тому на практиці часто використовують емпіричні формули.

Припустимо, температура повітря на висоті z_1 дорівнює T_1 . Тоді на основі закону Стефана-Больцмана маємо

$$B_0 = \delta_a \sigma T_1^4 . \quad (7.3.8)$$

Відносний коефіцієнт поглинення атмосфери δ_a залежить від вологості повітря та хмарності. При збільшенні вологості та кількості хмар δ_a збільшується. Якщо використати рівняння (7.3.8) та аналогічне рівняння для земної поверхні, то будемо мати

$$B^* = \delta\sigma T_0^4 - \delta\delta_a\sigma T_1^4 = \delta\sigma[T_0^4 - \delta_a T_1^4 + T_1^4 - T_1^4] = \delta\sigma T_1^4(1 - \delta_a) + \delta\sigma[T_0^4 - T_1^4] \quad (7.3.9)$$

Очевидно, $T_0^4 - T_1^4 = (T_0 - T_1)(T_0 + T_1)(T_0^2 + T_1^2)$.

Оскільки $\frac{T_0}{T_1} \approx 1$, маємо при умові $T_0 - T_1 = \Delta T$

$$T_0^4 - T_1^4 = 4T_1^3\Delta T. \quad (7.3.10)$$

Відносний коефіцієнт поглинення для атмосфери δ_a можна апроксимувати експериментальною формулою

$$\delta_a = A_1 - D \cdot 10^{-Ce_1}, \quad (3.9.11)$$

де e_1 в показнику степеня є парціальний тиск водяної пари на висоті z_1 , а A_1 , D , C - емпіричні коефіцієнти. Тоді

$$1 - \delta_a = 1 - A_1 + D \cdot 10^{-Ce_1} = A + D \cdot 10^{-Ce_1}. \quad (7.3.12)$$

Якщо підставити формули (7.3.10) та (7.3.12) в (7.3.9), то будемо мати

$$B^* = \delta\sigma T_1^4 \left(A + D \cdot 10^{-Ce_1} \right) + \delta\Delta B^*, \quad (7.3.13)$$

в якій

$$\Delta B^* = 4\sigma T_1^3\Delta T \quad (7.3.14)$$

поправка на різницю температур між атмосферою та земною поверхнею. Формула (7.3.13) називається формулою Ангстрема. (Вона одержана шведським вченим А.Ангстремом). За даними Больцмана та Фалькенберга безрозмірні коефіцієнти A , C , D мають такі значення: $A = 0,180$; $D = 0,250$; $C = 0,95$ гПа⁻¹ (якщо e_1 в гПа).

Поряд з формулою Ангстрема значне поширення набула емпірична формула англійського вченого Д. Брента для противипромінювання атмосфери

$$B_a = \sigma T_1^4 \left(a_1 + e_1 \sqrt{e_1} \right). \quad (7.3.15)$$

В ній $a = 0,526$, $e_1 = 0,065$ гПа^{-1/2} (якщо e_1 в гПа).

7.3.2 Вплив хмарності на зустрічне та ефективне випромінювання

Дуже великий вплив на зустрічне та ефективне випромінювання має хмарність. Збільшення кількості та вертикальної товщини хмар приводить до збільшення зустрічного випромінювання та зменшення ефективного випромінювання земної поверхні.

За даними спостережень у Одесі ефективне випромінювання залежить від форми хмар таким чином:

хмарність	ясно	C_i	A_c	хмари нижнього ярусу
B^* , кВт/м ²	0,103	0,086	0,030	0,029

Ефективне випромінювання суттєво залежить від кількості хмар n :

n бали	0	1	2-4	5-6	7	8	9	10
B^* , кВт/м ²	0,100	0,098	0,092	0,073	0,063	0,058	0,032	0,015

Теоретичне обчислювання впливу хмарності на ефективне випромінювання завдає великих труднощів. Використовування навіть апроксимаційних формул для функції пропускання, наприклад (7.2.64), при обчислюванні нисхідних потоків, потребує проводити чисельне інтегрування з урахуванням стратифікації температури та вологості повітря. Проте можна використовувати для цієї цілі приблизні співвідношення.

Хмару товщиною декілька сотнів метрів практично можна розглядати як абсолютно чорне тіло. Вона поглинає всю падаючу інфрачервону радіацію. Тільки біля нижньої та верхньої границь розташовуються шари, котрі по своїх властивостях випромінювання та поглинення відрізняються від абсолютно чорного тіла. Проте товщина цих шарів для хмар нижнього та середнього ярусів дорівнює декілька десятків метрів.

Розглянемо, перш за все, випадок повного покриття неба хмарами (10 балів). Зустрічний потік інфрачервоної радіації B_k від хмари в напрямку до земної поверхні на рівні нижньої границі хмари, яка має температуру T_k , визначається таким чином:

$$B_k = \sigma T_k^4. \quad (7.3.16)$$

З цього потоку частина

$$B'_a = \delta_a \sigma T_k^4 \quad (7.3.17)$$

поглинається в шарі атмосфери між нижньою границею хмари та землею поверхнею. Цей шар в напрямку земної поверхні також випромінює кількість інфрачервоної радіації

$$B_a = \delta_a \sigma T_1^4. \quad (7.3.18)$$

Таким чином, ефективне випромінювання земної поверхні при 10-бальній хмарності можна записати у формі

$$\begin{aligned} B^* &= \delta \sigma T_0^4 - \delta \delta_a \sigma T_1^4 - \delta (\sigma T_k^4 - \delta_a \sigma T_k^4) = \\ &= \delta \sigma T_0^4 - \delta \delta_a \sigma T_1^4 - \delta (1 - \delta_a) \sigma T_k^4. \end{aligned} \quad (7.3.19)$$

У формулі (7.3.19) $(1 - \delta) \sigma T_k^4$ - частина інфрачервоного випромінювання хмар, яка доходить до земної поверхні. Якщо припустити, що $T_0 = T_1$, то

$$\begin{aligned} B^* &= \delta \sigma T_1^4 (1 - \delta_a) + \delta \sigma T_k^4 (1 - \delta_a) = \\ &= \delta \sigma (1 - \delta_a) T_1^4 \left[1 - \left(\frac{T_k}{T_1} \right)^4 \right] = B_0^* \left[1 - \left(\frac{T_k}{T_1} \right)^4 \right]. \end{aligned} \quad (7.3.20)$$

Припущення, що при 10-бальній хмарності $\Delta T = T_0 - T = 0$, не приводить до великих помилок, тому що поправка ΔB^* нехтовно мала. Значно більшу похибку при розрахунках ефективного випромінювання за формулою (7.3.20) дає припущення щодо постійності відносного коефіцієнта поглинення між нижньою границею хмар та землею поверхнею δ_a . Деяка підстава для цього, проте, існує. В разі хмар нижнього ярусу масова частка водяної пари практично не змінюється з висотою від земної поверхні до нижньої границі хмари. Але в загальному випадку, особливо коли спостерігаються хмари середнього та верхнього ярусів, масова частка водяної пари, а разом з цим й коефіцієнт поглинення, змінюється з висотою. При суцільній хмарності вертикальний градієнт температури γ , як показують спостереження, не змінюються з висотою у шарі від земної поверхні до нижньої границі хмар z_k . Таким чином, температура нижньої границі хмар може бути записана у вигляді:

$$T_k = T_1 - \gamma z_k. \quad (7.3.21)$$

Тоді різниця температур земної поверхні та нижньої границі хмар дорівнює

$$\Delta T_k = T_1 - T_k = \gamma z_k. \quad (7.3.22)$$

Крім того, можна записати

$$T_k = T_1 - \Delta T_k. \quad (7.3.23)$$

Знайдемо величину

$$\left(\frac{T_k}{T_1}\right)^4 = \left(\frac{T_1 - \Delta T_k}{T_1}\right)^4 = \left(1 - \frac{\Delta T_k}{T_1}\right)^4. \quad (7.3.24)$$

Другий член у дужках має порядок 10^{-2} . Тому при розкладанні (7.3.24) за степенями можна обмежуватися лише першими двома членами. За цих умов рівняння (7.3.20) приймає вид

$$B^* = B_0^* \left[1 - \left(1 - \frac{4\Delta T_k}{T_1} \right) \right] = B_0^* \frac{4\Delta T_k}{T_1} = \frac{4B_0^*}{T_1} \gamma z_k. \quad (7.3.25)$$

Оскільки

$$B_0^* = \left(A + D \cdot 10^{-ce_1} \right) \delta \sigma T_1^4, \quad (7.3.26)$$

маємо

$$B_0^* = 4\delta \sigma T_1^3 \left(A + D \cdot 10^{-ce_1} \right) \gamma z_k. \quad (7.3.27)$$

Таким чином, ефективне випромінювання тим більше, чим вище розташовується нижня границя хмар. Крім того, коли в підхмарному шарі спостерігається інверсія температури ($\gamma > 0$), ефективне випромінювання має знак мінус. Це означає, що земна поверхня отримує тепло.

Формула (7.3.27) дає можливість розрахувати ефективне випромінювання при суцільній хмарності. Вплив кількості хмар n на ефективне випромінювання можна урахувати за допомогою множника $(1 - \bar{c}n)$, у якому \bar{c} - емпіричний коефіцієнт. Якщо треба урахувати вплив хмар різних ярусів, то використовують формулу

$$B^* = B_0^* \left[1 - (c_L n_L + c_M n_M + c_H n_H) \right], \quad (7.3.28)$$

де n_L, n_M, n_H - кількість хмар (у частках одиниці) нижнього (St, Sc, Ns, Cu, Cb), середнього (Ac, As) та верхнього (Cl, Cs, Cc) ярусів; c_L, c_M, c_H - емпіричні коефіцієнти. Як показали виміри, $c_H = 0,2 - 0,3$, $c_M = 0,6 - 0,8$ й $c_L = 0,8 - 1,0$. Якщо обчислити \bar{c} як середнє зважене від коефіцієнтів c_L, c_M, c_H

$$\bar{c} = \frac{c_L n_L + c_M n_M + c_H n_H}{n}, \quad (7.3.29)$$

де n - загальна кількість хмар,

то формулою

$$B^* = B_0^*(1 - \bar{c}n) \quad (7.3.30)$$

можна користуватися, коли відсутня інформація про кількість хмар усіх ярусів. Середні значення коефіцієнтів c_L, c_M, c_H й \bar{c} наводяться у таблиці 7.2.

Таблиця 7.2 – Середні значення емпіричних коефіцієнтів

Широта	Півріччя	Коефіцієнт			
		c_L	c_M	c_H	\bar{c}
>60	холодне	0,90	0,77	0,28	0,82
	тепле	0,86	0,72	0,27	0,80
60-50	холодне	0,86	0,74	0,27	0,77
	тепле	0,80	0,67	0,24	0,70
50-40	холодне	0,82	0,69	0,24	0,71
	тепле	0,78	0,65	0,19	0,69

К.С. Шифріним одержана формула, яка розраховує ефективне випромінювання земної поверхні при тумані. Вона має такий вид:

$$B^* = B_0^* \left(1 - 6,4 \cdot 10^{-2} \theta_w h\right). \quad (7.3.31)$$

У формулі B_0^* - ефективне випромінювання при відсутності туману, θ_w - водність туману (г/м^3), h - товщина туману (м). Слід мати на увазі, що ефективне випромінювання є різниця відносно великих величин B_0 й B_a . Випромінювання земної поверхні дорівнює, приблизно, $0,3 \dots 0,4 \text{ кВт/м}^2$, зустрічне випромінювання атмосфери $0,2 \dots 0,3$, а ефективне випромінювання $0,06 \dots 0,14 \text{ кВт/м}^2$.

Ефективне випромінювання та його складові мають достатньо добре визначений добовий та річний хід. Найбільше проявляється добовий хід випромінювання земної поверхні B_0 . Потік B_0 мало відрізняється від випромінювання абсолютно чорного тіла при температурі земної поверхні. Тому при збільшенні температури (у добовому чи річному ході) збільшується й B_0 , а разом з ним і потік ефективного випромінювання B^* , оскільки δB_a у формулі для B^* змінюється протягом доби чи року в значно меншій мірі, ніж B_0 .

Великий вплив на добовий та річний хід ефективного випромінювання має хмарність. У табл. 7.3 приводяться дані щодо річного

ходу ефективного випромінювання для трьох пунктів при безхмарному й хмарному небі.

Таблиця 7.3 – Річний хід ефективного випромінювання (Вт/м²)

Пункт	Стан неба	Місяці				Рік
		I	IV	VIII	X	
Якутськ	хмарно	65,0	62,4	54,2	54,2	56,5
	ясно	86,7	86,4	91,4	92,9	80,9
	хмарно	31,0	60,8	65,0	37,2	46,9
Павлівськ	ясно	69,7	108,8	100,6	83,2	87,8
Ташкент	хмарно	49,5	72,0	102,4	83,6	77,4
	ясно	72,8	102,0	108,4	97,5	98,8

Найбільші значення ефективного випромінювання при безхмарному небі спостерігаються у літні місяці, коли температура земної поверхні досягає максимуму. Проте простий річний хід ефективного випромінювання (з одним максимумом і одним мінімумом) не спостерігається, що пояснюється впливом розподілу температури та вологості повітря по висоті на випромінювання атмосфери. Ефективне випромінювання та амплітуда його добового та річного ходу при хмарності зменшується. Загальна тенденція до збільшення ефективного випромінювання у місяці літа в порівнянні з місяцями зими спостерігається і при хмарах, проте річний хід ефективного випромінювання в присутності хмар значно складніший, ніж при їх відсутності.

8 Радіаційний баланс земної поверхні та атмосфери

8.1 Радіаційний баланс земної поверхні

Вище були проаналізовані всі можливі потоки променистої енергії: сонячна енергія або короткохвильова сонячна радіація, яка приходить на земну поверхню, ефективне випромінювання земної поверхні. Останнє відноситься до теплової інфрачервоної радіації.

Сонячна радіація приходить на земну поверхню у вигляді прямої та розсіяної радіації. Під прямою радіацією, як зазначалося вище, розуміють радіацію в формі пучка паралельних променів. Потік прямої радіації F' залежить від випромінювальної можливості Сонця I_0^* , відстані між Сонцем і Землею, висоти Сонця над горизонтом, стану атмосфери. Розсіяна радіація виникає за рахунок ефектів розсіювання сонячної енергії молекулами повітря та аерозолем. Кількість розсіяної сонячної радіації, яка надходить на одиницю горизонтальної поверхні за одиницю часу,

називається потоком розсіяної радіації f . Він теж залежить від висоти Сонця, прозорості атмосфери, хмарності. Сума потоків прямої F' та розсіяної f радіації називається сумарною радіацією S , тобто $S = F' + f$.

Звичайно, не вся сумарна радіація, що надходить до земної поверхні, поглинається. Частина її відбивається. Кількість відбитої радіації залежить від відбивної здатності поверхні, яка носить назву альbedo r . Якщо відбивається r -та частина сонячної радіації, то поглинається $(1-r)$ її частина. Отже земна поверхня поглинає $(1-r) F'$ частину прямої та $f(1-r)$ частину розсіяної радіації, інакше кажучи $(1-r)S$ - сумарної радіації. Окрім того, земною поверхнею поглинається δB_a зустрічного випромінювання атмосфери й випромінюється теплова інфрачервона радіація B_0 . Таким чином, баланс радіації R на земній поверхні дорівнює

$$R = F'(1-r) + f(1-r) + \delta B_a - B_0. \quad (8.1)$$

Останні два члени є ефективне випромінювання. Кількість хвильової енергії, яка поглинається земною поверхнею, називається радіаційним балансом.

$$R = S(1-r) - B^*. \quad (8.2)$$

Перший член рівняння (8.2) називають короткохвильовим балансом R_k , а другий, взятий з оборненим знаком, довгохвильовий баланс $R_g = -B^*$. Отже, формулу для радіаційного балансу можна переписати так:

$$R = R_k + R_g. \quad (8.3)$$

Добовий хід радіаційного балансу, його короткохвильової й довгохвильової складових за даними спостережень в напівпустинній місцевості наводяться на рис. 8.1.

Як видно, радіаційний баланс літом вночі від'ємний, вдень додатний. Перехід радіаційного балансу через нуль від від'ємних значень до додатних та обертання його добового ходу відбувається при висоті Сонця $10-15^\circ$. Протягом ночі при відсутності хмар або при постійній їх кількості радіаційний баланс практично не змінюється. Треба мати на увазі, що з моментами переходу радіаційного балансу через нуль збігається час утворення (ввечері) та руйнування (вранці) приземних інверсій температури.

Річний хід радіаційного балансу для деяких пунктів, розташованих на різних широтах, наводиться у табл. 8.1.

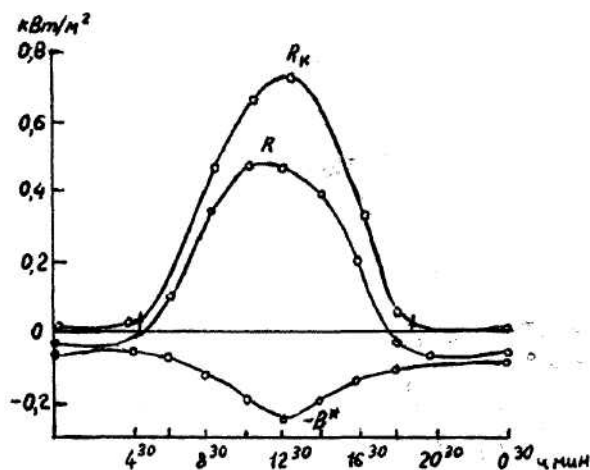


Рис. 8.1 – Добовий хід радіаційного балансу R і його короткохвильової R_k та довгохвильової B^* складових. Південна частина Казахстану, липень 1952 р.

Таблиця 8.1 – Річний хід радіаційного балансу ($\text{Вт}/\text{м}^2$)

Пункт	Місяць				Рік
	I	III	VII	X	
Тбілісі	1,6	100,2	156,4	156,4	74,6
Санкт-Петербург	-29,7	69,5	103,2	-1,6	31,4
Якутськ	-37,5	27,5	115,7	-15,6	22,3
о. Діксон	-37,5	-8,1	115,7	-28,2	8,4

Вона показує, що радіаційний баланс у низьких широтах додатний практично протягом усього року, в середніх широтах – протягом 6-8 місяців, в високих широтах протягом 4-5 місяців. Середні за рік значення радіаційного балансу додатні навіть у тих районах Арктики, де підстильна поверхня не покрита снігом або льодом протягом 2-3 місяців. Цей факт можна пояснити тим, що в Арктиці абсолютні значення радіаційного балансу влітку значно більші ніж зимою, і мало відрізняються від тих, які спостерігаються в середніх широтах. Протягом полярної ночі радіаційний баланс дорівнює ефективному випромінюванню з оберненим знаком і мало змінюється.

Таблиця 8.2 демонструє значення радіаційного балансу в різних широтних зонах над сушею та океанічною поверхнею (по М.І. Будико). Вона показує, що на одній і тій же широті радіаційний баланс поверхні океану більший, ніж поверхні суші. Це пояснюється тим, що альbedo води у середньому менше, ніж суші. Деяку роль відіграє той факт, що

температура поверхні води в середньому нижче, ніж поверхні суші. Тому поверхня води випромінює менше, ніж поверхня суші.

Таблиця 8.2 – Середній за рік радіаційний баланс поверхні суші та океанів в різних широтах (Вт/м²).

φ^0 північн.	Океан	Суша	Середній	φ^0 півден.	Океан	Суша	Середній
70-60	30	26	28	0-10	153	96	139
60-50	38	40	40	10-20	150	97	138
50-40	68	60	64	20-30	134	93	125
40-30	110	80	97	30-40	109	82	106
30-20	150	92	127	40-50	76	54	74
20-10	158	94	141	50-60	37	41	37
				Земля в цілом	109	65	96

Крім висоти Сонця та альбедо, на радіаційний баланс дуже впливають хмари. Вдень при додатньому радіаційному балансі появлення хмар приводить до зменшення сумарної радіації та ефективного випромінювання. Проте зменшення сумарної радіації відбувається значно більше ніж ефективного випромінювання. Таким чином, при утворенні хмар радіаційний баланс зменшується. При від'ємному радіаційному балансі (вночі та взимку) утворення хмар супроводжується зменшенням ефективного випромінювання, та разом з цим і абсолютної величини радіаційного балансу.

8.2 Радіаційний баланс атмосфери та системи земна поверхня – атмосфера

Для визначення радіаційного балансу атмосфери треба підрахувати ту радіацію, яку атмосфера поглинає, й ту, яку вона випромінює. У прибуткову частину радіаційного балансу атмосфери R_A входить поглинуте атмосферою випромінювання земної поверхні U_n та поглинута нею пряма та розсіяна сонячна радіація Q_n . Втрачає атмосфера тепло за рахунок випромінювання в напрямку до земної поверхні δB_a та у космічний простір B_∞ .

Таким чином,

$$R_A = U_n + Q_n - \delta B_a - B_\infty. \quad (8.4)$$

Якщо позначити функцію пропускання атмосфери для довгохвильової радіації через P , то

$$U_n = (1 - P)B_0, \quad (8.5)$$

де B_0 - випромінювання земної поверхні. Якщо підставити (8.5) в рівняння (8.4), то будемо мати:

$$R_A = B_0 - PB_0 - \delta B_a + Q_n - B_\infty. \quad (8.6)$$

Проте $B_0 - \delta B_a = B^*$ - ефективне випромінювання земної поверхні, а $PB_0 + B_\infty = U_\infty$ - випромінювання, що йде у світовий простір (покидаюче випромінювання). Тоді для радіаційного балансу атмосфери маємо таку формулу:

$$R_A = B^* + Q_n - U_\infty. \quad (8.7)$$

Розрахунки за допомогою цієї формули показують, що радіаційний баланс на всіх широтах у середньому за рік від'ємний. Для північної півкулі змінювання радіаційного балансу атмосфери з широтою характеризується – такими даними:

φ^0	0-10	10-20	20-30	30-40	40-50	50-60	60-70
$R_A, \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$	-101	-110	-109	-92	-80	-80	-93

Під радіаційним балансом системи земна поверхня – атмосфера розуміють баланс променистої енергії у вертикальному стовпі одиничного перерізу, що включає діяльний шар ґрунту (або води) та всю атмосферу. Прибуткова частина радіаційного балансу системи земля – атмосфера складається з поглиненої земною поверхнею та атмосферою прямої та розсіяної радіації, витратна – з покидаючого випромінювання U_∞ . Таким чином,

$$R_S = (F' + f)(1 - r) + Q_n - U_\infty. \quad (8.8)$$

Формулу (8.8) можна записати ще й так:

$$R_S = F_0(1 - r_3) - U_\infty \quad (8.9)$$

де F_0 - потік прямої сонячної радіації (на горизонтальну поверхню) на верхній границі атмосфери, r_3 - альbedo Землі як планети.

На рис. 8.2 показане середнє за рік зональне значення покидаючого випромінювання, та альbedo Землі r_3 за вимірюваннями з штучного супутника Землі у 1962-1970 роках.

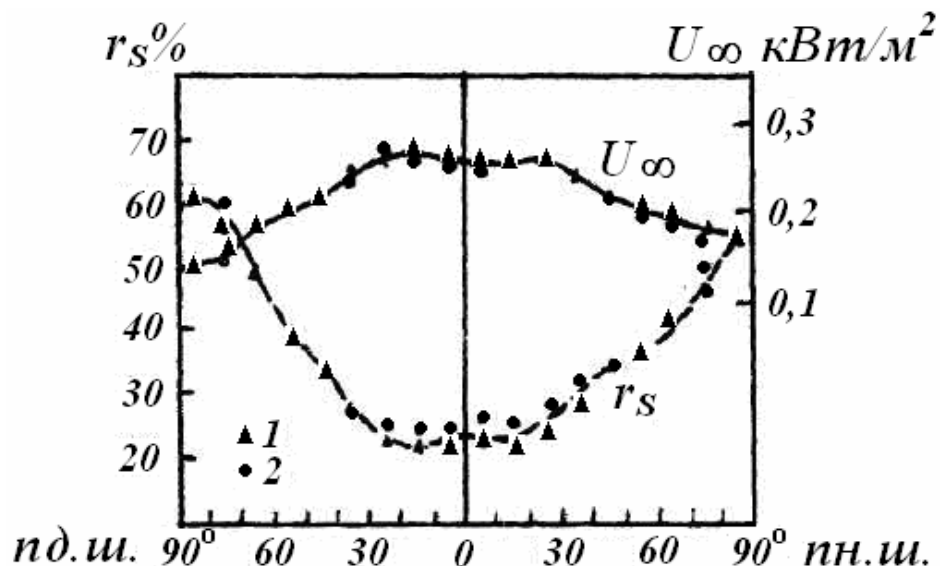


Рис. 8.2 – Середні за рік зональні значення уходячого випромінювання U_∞ і альbedo Землі r_S за вимірюваннями з ШСЗ у 1962-1970 р.р. 1 – океани; 2 – материки

Радіаційний баланс системи поверхня Землі – атмосфера може бути як додатний, так й від’ємний. В річному ході він у помірних широтах додатний протягом місяців літа та від’ємний в інші місяці року.

У зоні від $10 - 15^\circ$ пн.ш до $10 - 15^\circ$ пд. ш радіаційний баланс системи – додатний протягом усього року. Він додатний у середньому за рік у поясі від екватора до $35^\circ - 40^\circ$ в обох півкулях і від’ємний у більш високих широтах. У табл. 8.3 приводяться дані про радіаційний баланс системи та його частини – поглинення та випромінювання, альbedo Землі як планети та покидаюче випромінювання, що вимірювалися на штучних супутниках Землі.

У середньому за рік радіаційний баланс R_s додатний у зоні від екватора до широти 35° у північній півкулі та біля 40° в південній півкулі. Всюди в цій зоні радіаційний баланс над поверхнею океану більший у порівнянні з радіаційним балансом над поверхнею суші. Це обумовлюється впливом альbedo, яке у тропічній зоні над океаном менше, ніж над сушею (при великій висоті Сонця альbedo поверхні води мале). Покидаюче випромінювання відносно мало залежить від широти. Воно, крім того, практично однакове над океаном і сушею у всіх широтних зонах.

Як вже відзначалося, за тропічною та субтропічною зонами радіаційний баланс системи земна поверхня-атмосфера за рік від’ємний, при цьому у Арктиці абсолютне значення його на $10-15 \text{ Вт/м}^2$ більше, ніж в Антарктиці.

Таблиця 8.3 – Осереднені за рік й по широтних зонах значення альbedo (r_3), радіаційного балансу (R_s) системи земна поверхня – атмосфера та його складові (Вт/м)

Широта φ^0	r_3 %	$F_0(1-r_3)$	U_∞	R_s
1	2	3	4	5
90-80 пн	58,9	71,5	174,7	-103,2
70-60	45,2	117,0	189,1	-72,1
50-40	35,7	197,4	218,3	-20,9
30-20	27,2	276,7	258,5	18,2
10-0	25,4	308,9	250,0	58,9
0-10 пг	24,1	314,3	258,2	56,1
20-30	25,1	284,7	262,7	22,0
40-50	35,8	197,1	224,4	-27,3
60-70	51,3	104,0	189,6	-85,6
80-90	61,7	66,6	154,3	-87,7
Північна півкуля	28,7	240,8	242,2	-1,4
Південна півкуля	28,0	247,8	240,8	7,0
Земля У цілому	28,4	241,5	241,5	0,0

Радіаційний баланс R_s , як і його складові, у кожній широтній зоні мають добре визначений річний хід. Амплітуда річного ходу R_s різко збільшується при збільшенні широти. Влітку радіаційний баланс додатний практично на всіх широтах, восени він додатний тільки до широти 23^0 . Над рештою півкулі радіаційний баланс R_s менше нуля. Взимку додатні значення R_s спостерігаються до широти біля 15^0 , в той час коли весною зона з додатними значеннями його поширюється до широти 55^0 . Радіаційний баланс системи R_s на даній широті змінюється в широких границях на протязі року. Максимальна амплітуда річного ходу R_s спостерігається у субтропіках та помірних широтах. В північній півкулі, наприклад, на широті $15...25^0$ баланс R_s змінюється від $75...80^0$ Вт/м² у липні-серпні до $-25...-50$ Вт/м² у січні; на широті $55-60^0$ – від 50 Вт/м² у липні до -125 Вт/м² у січні; максимальне середнє за місяць значення R_s

дорівнює 81 Вт/м^2 (на широті 15° в червні), максимальне (-169 Вт/м^2) поблизу полюса в грудні-січні. У південній півкулі діапазон коливань середньо-місячних значень R_s ще більший: від 113 Вт/м^2 (на широті 25° у грудні-січні) до -185 Вт/м^2 (на широті $65-70^\circ$ у червні). Значний вклад у збільшення амплітуди річних коливань R_s у південній півкулі в порівнянні з північною півкулею вносить ефект ексцентриситету орбіти Землі (під його впливом потік сонячної радіації на верхній границі атмосфери в грудні – січні на 7% більше, ніж у червні – серпні).

Для Землі у цілому радіаційний баланс системи R_s досягає максимуму (16 Вт/м^2) в березні й мінімуму (-14 Вт/м^2) у червні.

ТЕПЛОВИЙ СТАН АТМОСФЕРИ

1 Конвективний і турбулентний потоки тепла

Перш за все сформулюємо визначення потоку тепла. По аналогії з потоком субстанції взагалі, це визначення формулюється таким чином. Потік тепла – це тепловміст, який переноситься потоком повітря через одиничну площадку за одиницю часу у напрямку, перпендикулярному до площадки.

Як було показано раніше, вектор швидкості вітру можна розкласти на дві складові: середню швидкість та пульсацію швидкості

$$\vec{c} = \bar{c} + \vec{c}'.$$

У залежності від цього потік тепла має також дві компоненти

$$P = P_k + P_T, \quad (1.1)$$

де P_k - конвективний потік, а P_T - турбулентний потік тепла. Конвективний потік тепла обумовлюється упорядкованими рухами повітря, які відбуваються з середньою швидкістю, а турбулентний потік – пульсаціями швидкості.

Конвективний потік визначається за допомогою такого рівняння:

$$P_k = c_p T \bar{c} \rho. \quad (1.2)$$

У ньому $c_p T = X$ - тепловміст (ентальпія), а $\bar{c} \rho$ - потік маси повітря. Дійсно, знайдемо розмірність добутку $\bar{c} \rho$.

$$[\bar{c} \rho] = \frac{\text{м} \cdot \text{кг}}{\text{с} \cdot \text{м}^3} = \frac{\text{кг}}{\text{м}^2}.$$

Ясно тепер, що добуток потоку маси повітря на тепловміст дає конвективний потік тепла. Його розмірність

$$[P_k] = [c_p T \bar{c} \rho] = \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \cdot \text{К} \cdot \frac{\text{кг}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}} = \frac{\text{Дж}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}} = \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$$

Вектор швидкості вітру можна розкласти, як відомо, на компоненти в системі координат (x, y, z) . Вісь ox спрямовується у напрямку з заходу на схід, як дотична до кола широти, вісь oy - з півдня на північ, як дотична до меридіального кола, а вісь oz - вертикально вгору, тобто

$$\vec{c} = u \cdot \vec{i} + v \cdot \vec{j} + w \cdot \vec{k} \quad (1.3)$$

В атмосфері зональна та меридіональна (u, v) компоненти значно перевищують вертикальну w . Горизонтальні компоненти вимірюються одиницями або десятками м/с, в той час, коли вертикальна швидкість – одиницями чи десятками см/с. Проте, коли в нестійко стратифікованій атмосфері розвиваються упорядковані вертикальні рухи, які обумовлені, наприклад, наявністю дефіциту густини атмосфери, вертикальна компонента швидкості вітру має порядок такий, як і горизонтальні складові. Таким чином, у загальному розумінні, конвективний потік тепла обумовлюється горизонтальними складовими швидкості вітру. Але для того, щоб відрізнити внесок горизонтальних і вертикальних компонент, потік тепла, який спотворюється горизонтальним переносом, називають адвекцію тепла, а під конвективним потоком розуміють потік який виникає за рахунок вертикальної швидкості упорядкованого руху.

Як вже підкреслювалось, турбулентний потік тепла формується завдяки переносу тепловмісту турбулентними молями. Виникає питання, чи можна тепловміст $c_p T$ розглядати у якості субстанції, тобто, чи задовольняє тепловміст усім сформульованим раніше постулатам відносно субстанції. Перший постулат вимагає, щоб у турбулентному молі кількість субстанції не змінювалась на протязі існування моля. Але, як відомо із термодинаміки, при вертикальному переміщенні часток повітря температура в них або збільшується, або зменшується залежно від напрямку їхнього руху. Це означає, що тепловміст не задовольняє першому постулату. Крім того, він не задовольняє й третьому постулату, тому що кінематика молей залежить від різниці між температурою частки та навколишнього середовища, тобто тепловміст чинить вплив на кінематику турбулентних молей. Тому тепловміст не може виступати у ролі субстанції. Усім постулатам субстанції, яка переноситься турбулентними молями, задовольняє потенціальний тепловміст $c_p \theta$. Дійсно, потенціальна температура, як відомо, є консервативною характеристикою, тобто вона не змінюється при адіабатичних рухах по вертикалі часток повітря, а також не впливає на характеристики рухів турбулентних молей. Отже, турбулентний потік тепла визначається таким рівнянням:

$$P_{T_z} = -k\rho \frac{\partial}{\partial z}(c_p \theta) \quad (1.4)$$

або, оскільки c_p - величина стала

$$P_{T_z} = -c_p k\rho \frac{\partial \theta}{\partial z}. \quad (1.5)$$

Якщо використати коефіцієнт турбулентного обміну, то рівняння (1.5) має такий вигляд:

$$P_{T_z} = -c_p A \frac{\partial \theta}{\partial z}. \quad (1.6)$$

Напрямок турбулентного потоку тепла, як очевидно, залежить від температурної стратифікації атмосфери. При стійкому стані атмосфери, як відомо, $\frac{\partial \theta}{\partial z} > 0$ і, як показує рівняння (1.5), $P_{T_z} < 0$, тобто турбулентний потік тепла має напрямок, протилежний додатному напрямку осі oz , тобто зверху вниз. Це означає, що при такому стані шару атмосфери, розташованому біля земної поверхні, завдяки турбулентності тепло переноситься від атмосфери до поверхні Землі. Якщо атмосфера стратифікована нестійко, то $\frac{\partial \theta}{\partial z} < 0$ й $P_{T_z} > 0$, тобто тепло переноситься турбулентними молями від земної поверхні вгору. При рівноважній стратифікації атмосфери $\frac{\partial \theta}{\partial z} = 0$ та $P_{T_z} = 0$.

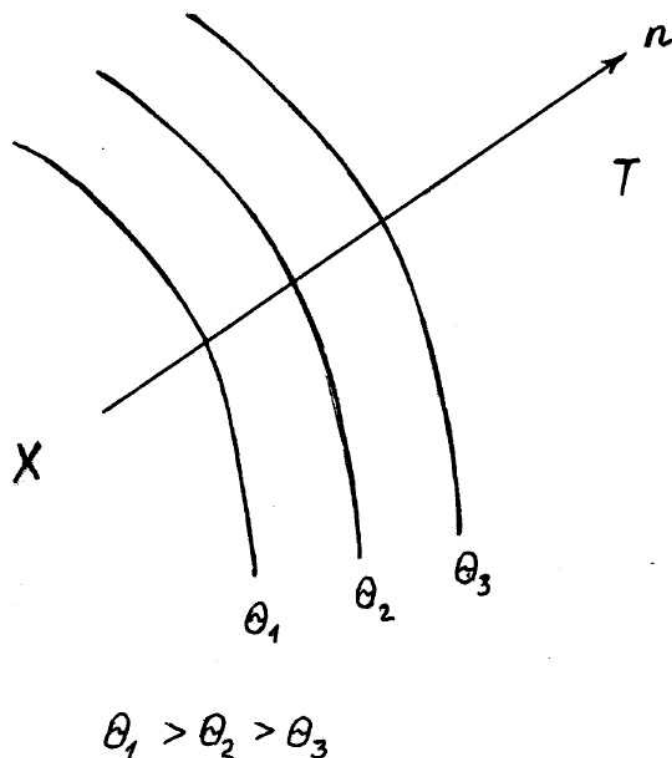


Рис. 1.1 – Поле потенціальної температури

Турбулентні потоки тепла можуть мати не тільки вертикальний, а й горизонтальний напрямок. Нехай, наприклад, поле потенціальної температури на будь-якій висоті таке, як показано на рис. 1.1. Якщо провести нормаль до ізотерм, то вона буде мати напрямок у бік зменшення температури. Горизонтальний турбулентний потік тепла визначається таким рівнянням:

$$P_{T_n} = -c_p A' \frac{\partial \theta}{\partial n}. \quad (1.7)$$

Така структура поля потенціальної температури, як показано на рис.1.1, дає $\frac{\partial \theta}{\partial z} < 0$. Це означає, що $P_{T_n} > 0$, тобто завдяки турбулентності тепло переноситься від області тепла до області холоду. Атмосферний тиск у горизонтальному напрямку змінюється із значно меншою швидкістю, ніж у вертикальному напрямку. Тому замість горизонтального градієнта потенціальної температури застосовують градієнт молекулярної температури. Тоді

$$P_{T_n} = -c_p A' \frac{\partial T}{\partial n}. \quad (1.8)$$

у рівнянні (1.10) A' означає коефіцієнт турбулентного обміну у горизонтальному напрямку.

2 Турбулентний приплив тепла

Виділимо у тривимірному просторі, відзначеному системою координат $oxyz$, деякий об'єм повітря у формі прямого паралелепіпеда. Нехай нижня грань його розташована на висоті z , а верхня – на висоті $z + dz$, а площа цих граней дорівнює 1 м^2 . Припустимо, що турбулентний потік через нижню грань дорівнює P_{T_z} , а через верхню грань $P_{T_z} + dP_{T_z}$. Тоді турбулентний приплив тепла у вертикальному напрямку буде

$$P_{T_z} - (P_{T_z} + dP_{T_z}) = -dP_{T_z}. \quad (2.1)$$

Турбулентний потік тепла – функція трьох координат $P_T(x, y, z)$. Тому dP_{T_z} є частинним диференціалом функції P_T . Він, як відомо, дорівнює

$$dP_{T_z} = \frac{\partial P_{T_z}}{\partial z} dz. \quad (2.2)$$

Позначимо через ε_{T_x} , ε_{T_y} , ε_{T_z} складові по осях ox , oy та oz відношення турбулентного припливу тепла ε_T до одиниці маси повітря. Маса виділеної частки повітря, очевидно, дорівнює $1 \text{ м}^2 dz \rho = dm$. Таким чином,

$$\varepsilon_{T_z} = -\frac{dP_{T_z}}{dm} = -\frac{1}{\rho dz} \frac{\partial P_{T_z}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_{T_z}}{\partial z}. \quad (2.3)$$

Якщо до одержаного результату застосувати рівняння (1.6), то будемо мати

$$\varepsilon_{T_z} = -\frac{c_p}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(A \frac{\partial \theta}{\partial z} \right). \quad (2.4)$$

Аналогічно,

$$\varepsilon_{T_x} = -\frac{\partial P_{T_x}}{dm} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_{T_x}}{\partial x}, \quad (2.5)$$

$$\varepsilon_{T_y} = -\frac{\partial P_{T_y}}{dm} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_{T_y}}{\partial y}, \quad (2.6)$$

а з урахуванням рівняння (1.8) і (1.9)

$$\varepsilon_{T_x} = \frac{c_p}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left(A' \frac{\partial \theta}{\partial x} \right), \quad (2.7)$$

$$\varepsilon_{T_y} = \frac{c_p}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left(A' \frac{\partial \theta}{\partial y} \right). \quad (2.8)$$

Отже, турбулентний приплив тепла може визначатися формулою

$$\varepsilon_T = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial P_{T_x}}{\partial x} + \frac{\partial P_{T_y}}{\partial y} + \frac{\partial P_{T_z}}{\partial z} \right). \quad (2.9)$$

Як було показано при виведенні рівняння нерозривності для вектора \vec{F} , який задається своїми координатами F_x , F_y й F_z , існує характеристика, що має назву дивергенції ($div \vec{F}$)

$$div \vec{F} = \frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_y}{\partial y} + \frac{\partial F_z}{\partial z}. \quad (2.10)$$

З урахуванням цього рівняння (2.9) можна записати так:

$$\varepsilon_T = -\frac{1}{\rho} \operatorname{div} \vec{P}_T. \quad (2.11)$$

Таким чином, турбулентний приплив тепла пропорційний дивергенції турбулентного потоку тепла. Він додатний, коли $\operatorname{div} \vec{P}_T < 0$, і від'ємний, якщо $\operatorname{div} \vec{P}_T > 0$.

Запишемо тепер турбулентний приплив тепла в іншому вигляді. Для цього використаємо рівняння (2.4), (2.7) й (2.8).

Будемо мати:

$$\varepsilon_T = \frac{c_p}{\rho} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(A' \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(A' \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(A' \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) \right]. \quad (2.12)$$

3 Рівняння припливу тепла в турбулентній атмосфері

У термодинаміці атмосфери приводився всебічний аналіз рівняння припливу тепла або першого принципу термодинаміки. Один із його варіантів має такий вигляд:

$$dq = c_p dT - R_c T \frac{dp}{p}. \quad (3.1)$$

Зрозуміло, що перший принцип термодинаміки можна виразити не через диференціали, а через похідні, якщо поділити рівняння на dt , де t - час

$$\frac{dq}{dt} = c_p \frac{dT}{dt} - \frac{R_c T}{p} \frac{dp}{dt}. \quad (3.2)$$

Проаналізуємо кожен член цього рівняння.

Очевидно,

$$\frac{dq}{dt} = \varepsilon \quad (3.3)$$

приплив тепла за одиницю часу під впливом усіх фізичних механізмів. Ці механізми ми можемо перерахувати. По-перше, це променевий приплив тепла ε_n , обумовлений поглиненням короткохвильової сонячної радіації та довгохвильової теплової інфрачервоної радіації. Для одиниці маси його можна записати таким чином:

$$\varepsilon_n = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial F}{\partial z} + \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right), \quad (3.4)$$

де F і Φ - ефективні потоки короткохвильової та інфрачервоної радіації.

По-друге, це – тепло фазових переходів водяної пари, яке дорівнює

$$\varepsilon_\Phi = \frac{L}{\rho} \frac{dm}{dt}, \quad (3.5)$$

де $\frac{dm}{dt}$ - швидкість конденсації пари в 1 м^3 повітря, тобто маса води, яка утворюється в 1 м^3 за 1 с за рахунок конденсації водяної пари.

По-третє, це – механізм, який щойно був розглянутий. Йдеться про турбулентний приплив тепла ε_T , що визначається рівнянням (2.12). Нарешті, четвертим механізмом виявляється приплив тепла за рахунок дисипації кінетичної енергії турбулентності (перехід цієї енергії в тепловий рух молекул).

Отже,

$$\frac{dq}{dt} = \varepsilon_T + \varepsilon_\Pi + \varepsilon_\Phi + \varepsilon_K. \quad (3.6)$$

Дисипативний член в порівнянні з іншими членами правої частини рівняння (3.6) дає невеликий внесок. Тому ним можна знехтувати, хоча у деяких задачах фізики атмосфери він обов'язково враховується.

Звернемося тепер до правої частини рівняння (3.2). Нагадаємо, що для деякої фізичної величини $\Omega(x, y, z, t)$ похідна $\frac{d\Omega}{dt}$ має сенс зміни цієї величини у частці, яка переміщується у тривимірному просторі й носить назву індивідуальної похідної. Якщо систему координат скріпити з центром симетрії частки, яка переміщується у загальному потоці, (така система координат носить назву потокової), тобто $x = x(t)$; $y = y(t)$; $z = z(t)$, то індивідуальна похідна цієї функції дорівнює

$$\frac{d\Omega}{dt} = \frac{\partial \Omega}{\partial t} + \frac{\partial \Omega}{\partial x} \cdot \frac{\partial x}{\partial t} + \frac{\partial \Omega}{\partial y} \cdot \frac{\partial y}{\partial t} + \frac{\partial \Omega}{\partial z} \cdot \frac{\partial z}{\partial t}.$$

Враховуючи, що $\frac{\partial x}{\partial t} = u$; $\frac{\partial y}{\partial t} = v$; $\frac{\partial z}{\partial t} = w$, маємо

$$\frac{d\Omega}{dt} = \frac{\partial\Omega}{\partial t} + u \frac{\partial\Omega}{\partial x} + v \frac{\partial\Omega}{\partial y} + w \frac{\partial\Omega}{\partial z}. \quad (3.7)$$

У формулі (3.7) частинна похідна $\frac{\partial\Omega}{\partial t}$ називається локальною похідною. Вона має сенс зміни фізичної величини Ω в фіксованій точці простору за часом.

З урахуванням формули (3.7), можна записати

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z}, \quad (3.8)$$

$$\frac{dp}{dt} = \frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} + v \frac{\partial p}{\partial y} + w \frac{\partial p}{\partial z}. \quad (3.9)$$

Рівняння (3.9) можна спростити, якщо мати на увазі, що горизонтальні масштаби турбулентних пульсацій мають порядок десятків, сотень метрів, або декілька кілометрів. На таких відстанях по горизонталі змінами атмосферного тиску можна знехтувати. Це відноситься також і до локальної похідної атмосферного тиску, оскільки часові масштаби турбулентних пульсацій мають порядок декількох секунд або хвилин. Таким чином, можна вважати, що

$$\frac{dp}{dt} = w \frac{\partial p}{\partial z} \quad (3.10)$$

або, якщо мати на увазі основне рівняння статички атмосфери,

$$\frac{dp}{dt} = -w\rho g. \quad (3.11)$$

Отже, враховуючи результати (3.6) і (3.8) та (3.11), рівняння припливу тепла (3.2) можна переписати таким чином:

$$c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \frac{R_c T}{\rho} w \rho g = \varepsilon_T + \varepsilon_{II} + \varepsilon_{\Phi}. \quad (3.12)$$

Малою в порівнянні з притоками тепла ε_T , ε_{II} , ε_{Φ} і ε_{Φ} , величиною ε_k у рівнянні (3.12) знехтувано. Якщо тепер розділити обидві частини рівняння (3.12) на c_p , розв'язати його відносно локальної похідної температури та врахувати рівняння (2.12), (3.4) і (3.5), то одержимо рівняння

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} = & -\left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y}\right) + w(\gamma - \gamma_a) + \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(A' \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) + \right. \\ & \left. + \frac{\partial}{\partial y} \left(A' \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(A \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) \right] - \frac{1}{\rho c_p} \left(\frac{\partial F}{\partial z} + \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) + \frac{L}{\rho c_p} \frac{dm}{dt}, \end{aligned} \quad (3.13)$$

яке являє собою рівняння припливу тепла в турбулентній атмосфері. Як вже підкреслювалось, ліва його частина характеризує змінювання температури повітря в деякій фіксованій точці простору. Воно, як свідчить права частина цього рівняння, обумовлюється адвекцією тепла або холоду (перший член), упорядкованими вертикальними рухами повітря (другий член), турбулентним припливом тепла у горизонтальному та вертикальному напрямках (третій член), променистим припливом тепла (четвертий член) та теплом фазових переходів водяної пари (останній член).

У залежності від задачі, що розв'язується, можуть прийматися частинні постановки. Розглянемо деякі з них:

1) останні два члени рівняння (3.13) характеризують неадіабатичні припливи тепла. Якщо вивчаються неперіодичні процеси припливу тепла в атмосфері вище граничного шару протягом не більше як однієї доби, то неадіабатичними та турбулентними припливами тепла можна знехтувати, а рівняння припливу тепла набуває такого вигляду:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y}\right) + w(\gamma - \gamma_a). \quad (3.14)$$

Проаналізуємо члени правої частини цього рівняння. Перший член має сенс адвективної зміни температури у фіксованій точці простору

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{ag} = -\left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y}\right). \quad (3.15)$$

Направимо вісь ox уздовж вектора швидкості вітру. Тоді $v = 0$ і

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{ag} = -u \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (3.16)$$

Розглянемо декілька випадків. Нехай, як зображено на рис. 3.1, $u > 0$ і $T_1 < T_2 < T_3$, тобто $\frac{\partial T}{\partial x} > 0$. Тоді, очевидно, $\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{ag} < 0$ і має місце адвекція

холоду, тобто температура в точці, що розглядається, зменшується. Якщо при цій структурі поля температури $u < 0$ (це зображено штриховим вектором на

рис. 3.1), то $\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{ag} > 0$, тобто відбувається адвекція тепла. При протилежній структурі поля температури ($T_1 > T_2 > T_3$) похідна $\frac{\partial T}{\partial x} < 0$. Виникає адвекція тепла, якщо $u > 0$, та адвекція холоду в протилежному випадку.

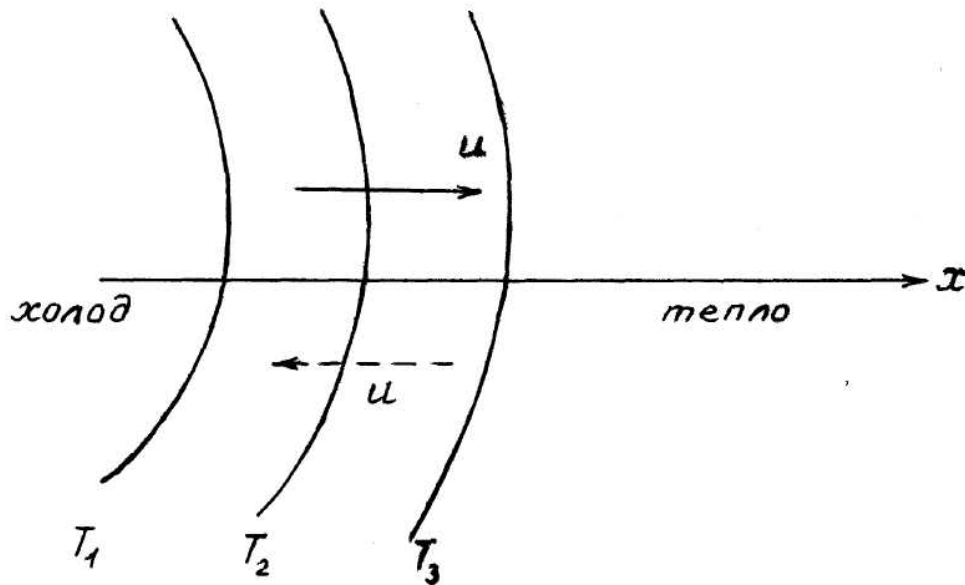


Рис. 3.1 – До поняття адвекції холоду і тепла

Другий член рівняння (3.14) характеризує зміну температури повітря в фіксованій точці завдяки упорядкованим вертикальним рухам.

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_w = w(\gamma - \gamma_a). \quad (3.17)$$

При висхідних рухах ($w > 0$) спостерігається зниження температури повітря в точці, коли $\gamma_a > \gamma$, тобто при стійкому стані атмосфери, і зростання її при $\gamma_a < \gamma$ (нестійкий стан атмосфери). При низхідних рухах ($w < 0$), навпаки, температура збільшується при стійкому стані атмосфери ($\gamma_a > \gamma$) і зменшується при нестійкому ($\gamma_a < \gamma$). Якщо підйом і опускання повітря відбувається в хмарі (у вологому насиченому повітрі), то формула для локальної зміни температури під впливом вертикальних токів має вид

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_w = w(\gamma - \gamma'_a), \quad (3.18)$$

де γ'_a - вологоадіабатичний градієнт температури.

2. При вивченні періодичних (добових, наприклад,) коливань температури в граничному шарі враховується тільки вертикальний турбулентний приплив тепла, тому що адвективна та конвективна похідні за рахунок осереднення за тривалі проміжки часу (сезон, рік) стають рівними нулю, отже рівняння (3.18) приймає таку форму:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(k \rho \frac{\partial \theta}{\partial z} \right). \quad (3.19)$$

У граничному шарі густина повітря мало змінюється з висотою, тому її можна винести за знак похідної. Після цього будемо мати

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \theta}{\partial z}. \quad (3.20)$$

Рівняння(3.20) має назву рівняння теплопровідності атмосфери. Вона реалізується за рахунок, головним чином, турбулентності.

3. При дослідженні властивостей повітряної маси, яка переміщується над неоднорідною земною поверхнею, велике значення мають адвекція та турбулентний обмін. Якщо процес усталений $\left(\frac{\partial T}{\partial t} = 0\right)$,

то рівняння(3.13) буде мати вигляд

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (3.21)$$

або, коли вісь ox має напрямок уздовж швидкості вітру,

$$u \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \theta}{\partial z}. \quad (3.22)$$

Процес зміни властивостей повітря під впливом неоднорідностей земної поверхні має назву трансформації повітряної маси.

4. Якщо проводять дослідження фізичних механізмів формування термічного режиму клімату Землі, що споріднено з осередненнями за великі проміжки часу (сезон, рік), лівою частиною рівняння (3.13), а також першими двома членами правої частини його, нехтують, тобто враховують лише неадіабатичні припливи тепла. Тому рівняння припливу тепла в турбулентній атмосфері береться у формі

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(A' \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(A' \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(A \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) - \frac{1}{c_p} \left(\frac{\partial F}{\partial z} + \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) + \frac{L}{c_p} \frac{dm}{dt} = 0. \quad (3.23)$$

5. Процеси хмароутворювання пов'язані з адвективними змінами температури, переносом тепла упорядкованими вертикальними температурами, переносом тепла упорядкованими вертикальними рухами та вертикальними турбулентними пульсаціями, припливами тепла за рахунок тепла конденсації. Таким чином, рівняння припливу тепла має вигляд

$$\frac{\partial T}{\partial t} = - \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) + w(\gamma - \gamma'_a) + \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \theta}{\partial z} + \frac{L}{c_p \rho} \frac{dm}{dt}. \quad (3.24)$$

Воно свідчить про те, що вплив горизонтальних турбулентних рухів та радіаційних припливів тепла нехтовно малий.

6. У стратосфері та мезосфері поля температури формуються головним чином за рахунок поглинення оптично активними домішками атмосфери короткохвильового випромінювання Сонця, поглинення теплової інфрачервоної радіації, яка надходить від земної поверхні та нижче розташованих шарів атмосфери, власного випромінювання теплової інфрачервоної радіації у космічний простір. Крім того, важливими факторами є меридіональна складова адвективного і турбулентного переносу тепла. Якщо врахувати тільки ці фізичні механізми та вважати, що процес є усталеним $\left(\frac{\partial T}{\partial t} = 0 \right)$, то рівняння припливу тепла приймає вид:

$$-v \frac{\partial T}{\partial y} - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial F}{\partial z} + \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left(A' \frac{\partial T}{\partial y} \right) = 0. \quad (3.25)$$

Треба зауважити, що взимку в стратосфері й мезосфері високих широт відбуваються дуже цікаві процеси, які призводять до раптових потеплінь. Це явище відбувається майже щорічно в другій половині зими. Спочатку потепління з'являються на висотах 40-50 км, а іноді й ще вище, а потім поступово поширюються донизу. Міждобова мінливість температури при стратосферних потепліннях має найбільшу величину на висотах 25-35 км і може досягати 10-15⁰ С й більше. Зростання температури за весь період потепління може перевищувати 30⁰ С, а іноді навіть 50⁰ С. Тривалість більшого числа стратосферних потеплінь досягає 7-12 діб.

Розвиток стратосферних потеплінь пов'язаний із значною перебудовою термобаричних полів, що обумовлюється не тільки адвективними припливами тепла в високі широти, а і крупно масштабними низхідними

рухами повітря. Таким чином, при розгляданні зазначених процесів у рівняння (3.25) треба зберегти й член, який описує вплив вертикальних рухів. Крім того, процес раптових стратосферних потеплінь не можна вважати стаціонарним.

4 Турбулентний потік тепла у приземному шарі атмосфери

Велику роль у розвитку процесів, пов'язаних із взаємодією атмосфери та земної поверхні, відіграє приземний шар атмосфери. Він має товщину декілька десятків метрів. Стан цього шару чинить великий вплив на фауну та флору, на умови життя та виробничу діяльність людини. Через приземний шар здійснюється обмін між атмосферою та поверхнею Землі теплом, вологою та кількістю руху, що дуже впливає на формування режиму температури та вітру, виникнення та еволюції хмар і опадів. Стан приземного шару дуже тісно пов'язується, з одного боку, із станом земної поверхні, з другого боку, із станом граничного шару в цілому, складовою частиною якого і є приземний шар. Метеорологічні величини у приземному шарі різко змінюються з висотою та часом. Вертикальні градієнти метеорологічних величин у цьому шарі на один-два порядки перевищують вертикальні градієнти в інших шарах атмосфери.

З метою пояснення найбільш суттєвих властивостей приземного шару атмосфери звернемося до рівняння припливу тепла у турбулентній атмосфері в формі рівняння теплопровідності атмосфери

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \theta}{\partial z}. \quad (4.1)$$

Обґрунтування такої форми рівняння припливу тепла було зроблено вище. Перемножимо його на $c_p \rho$ та проінтегруємо в границях від 0 до z

$$c_p \rho \int_0^z \frac{\partial T}{\partial t} dz = c_p \rho \int_0^z \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) dz. \quad (4.2)$$

Будемо мати

$$c_p \rho k \frac{\partial \theta}{\partial z} - c_p \rho k \frac{\partial \theta}{\partial z} \Big|_{z=0} = c_p \rho \int_0^z \frac{\partial T}{\partial t} dz. \quad (4.3)$$

Позначимо $P_0 = -c_p \rho k \frac{\partial \theta}{\partial z} \Big|_{z=0}$ - потік тепла, який сформувався на земній поверхні. Очевидно, $P_T(z) = -c_p \rho k \frac{\partial \theta}{\partial z}$. Тоді рівняння (4.3) перетворюється таким чином:

$$P_T(z) = P_0 - c_p \rho \int_0^z \frac{\partial T}{\partial t} dz. \quad (4.4)$$

Отже, турбулентний потік тепла на висоті z дорівнює потоку тепла біля земної поверхні, зменшеному на величину потоку тепла, який витрачається на нагрівання одиничного стовпа повітря висотою від 0 до z . Нехай $z = h$. Тоді на основі теореми про середнє, маємо

$$c_p \rho \int_0^h \frac{\partial T}{\partial t} dz = c_p \rho \overline{\frac{\partial T}{\partial t}} h. \quad (4.5)$$

Метеорологічні спостереження показують, що за півдобы температура повітря змінюється всього на декілька градусів. Якщо припустити, що h має порядок $10^1 - 10^2$, то величина

$$\varepsilon = c_p \rho \overline{\left| \frac{\partial T}{\partial t} \right|} h \quad (4.6)$$

має порядок $10^0 - 10^1 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$, тобто вона на порядок менша за P_0 . Нехтуючи цією малою величиною, можна прийти до висновку, що

$$P_T(z) = P_0. \quad (4.7)$$

Шар атмосфери, розташований між земною поверхнею та висотою h , в границях якого турбулентний потік тепла є величиною постійною, називається приземним шаром атмосфери. Цю властивість приземного шару називають квазістаціонарністю. Вона реалізується з тим більшою повнотою, чим менше значення мають адвективний і конвективний члени рівняння припливу тепла.

Можна отримати оцінку у середньому висоти приземного шару. Якщо припустити, що

$$\frac{\varepsilon}{|P_0|} = 0,1$$

і використати формулу (4.6), то при $P_0 = 150 \frac{Вт}{м^2}$ (це деяке середнє значення P) й $\left| \frac{\partial T}{\partial t} \right| = 5K$ за 12 годин, одержимо $h = 108$ м. Проте в залежності від P_0 й $\frac{\partial T}{\partial t}$ висота приземного шару може коливатися в широких границях – від десятків до сотень метрів.

5 Розподіл температури у приземному шарі атмосфери

Перш за все, розглянемо поведінку у приземному шарі коефіцієнта турбулентності. Якщо турбулентний моль тільки що утворився на невеликій висоті й пересувається до земної поверхні, то зустрівшись з нею, він змішується з оточуючим повітрям. Отже шлях змішування малий. Таким буде і шлях змішування турбулентного моля, який переміщується від земної поверхні вгору, тому що в протилежному випадку утворювався б дефіцит маси повітря з висотою. Коефіцієнт турбулентності пропорційний шляху змішування. Отже, на деякій невеликій висоті над земною поверхнею він має невелике значення. Із збільшенням висоти зростає і шлях змішування турбулентних молей, тому відбувається збільшення коефіцієнта турбулентності.

Як було показано у розділі „Основи динаміки атмосфери”, у приземному шарі атмосфери обґрунтованою є лінійна модель змінювання коефіцієнта турбулентності з висотою

$$k = k_0 + az, \quad (5.1)$$

де k_0 - значення коефіцієнта турбулентності при $z = 0$; коефіцієнт a - має сенс коефіцієнта турбулентності на висоті 1 м.

Із рівності (4.7) за умовою (5.1) маємо

$$P_0 = -c_p \rho (k_0 + az) \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (5.2)$$

або, якщо помножити обидві частини (5.2) на dz ,

$$\frac{P_0}{c_p \rho} \frac{dz}{k_0 + az} = -\frac{\partial \theta}{\partial z} dz. \quad (5.3)$$

Права частина рівності (5.3) є диференціалом потенціальної температури $d\theta$. Отже,

$$-d\theta = \frac{P_0}{c_p \rho a} = \frac{d(k_0 + az)}{k_0 + az}. \quad (5.4)$$

Проінтегруємо рівняння (5.4) по висоті від 0 до z і по потенціальній температурі від 0 до θ .

Будемо мати

$$\theta(z) = \theta_0 - \frac{P_0}{c_p \rho a} \ln \frac{k_0 + az}{k_0}. \quad (5.5)$$

Змінюванням густини атмосфери при інтегруванні знехтувано, тому що, як вже відзначалося, у межах приземного шару її зміни з висотою невеликі.

Оскільки $\theta_0 = T_0$, а $\theta(z) = T(z) + \gamma_a z$, то рівняння (5.5) можна записати таким чином:

$$T(z) = T_0 - \frac{P_0}{c_p \rho a} \ln \frac{k_0 + az}{k_0} - \gamma_a z. \quad (5.6)$$

На малих висотах останній доданок має невелике значення. Проте з ростом z його роль збільшується. Особливо вона дуже важлива тоді, коли $\gamma \rightarrow \gamma_a$ і $P_0 \rightarrow 0$. Тоді маємо

$$T(z) = T_0 - \gamma_a z,$$

або $\theta = \theta_0 = const$

Температура земної поверхні T_0 вимірюється з великою похибкою. Тому знайдемо значення температури T_1 на висоті z_1 , де її можна вимірювати з необхідною точністю

$$T_1 = T_0 - \frac{P_0}{c_p \rho a} \ln \frac{k_0 + az_1}{k_0} - \gamma_a z_1. \quad (5.7)$$

Почленно віднімемо із рівняння (5.6) рівняння (5.7).

Будемо мати

$$T(z) = T_1 - \frac{P_0}{c_p \rho a} \ln \frac{k_0 + az}{k_0 + az_1} - \gamma_a (z - z_1). \quad (5.8)$$

Параметр k_0 , як вже відзначалося, пов'язується з параметром шорсткості z_0 простим співвідношенням

$$k_0 = az_0. \quad (5.9)$$

Враховуючи це, прийдемо до такого рівняння:

$$T(z) = T_1 - \frac{P_0}{c_p \rho a} \ln \frac{z + z_0}{z_1 + z_0}. \quad (5.10)$$

Параметр шорсткості для більшості поверхонь (сніг, трава, поля сільськогосподарських рослин, води тощо) має порядок 10^{-2} м. Винятком є ліси, населені пункти, місцевість з багатьма нерівностями. Для них z_0 має значення декількох метрів. Для більшості поверхонь z_0 можна знехтувати і тоді одержимо:

$$T(z) = T_1 - \frac{P_0}{c_p \rho a} \ln \frac{z}{z_1} - \gamma_a (z - z_1). \quad (5.11)$$

Формули (5.5), (5.6), (5.8), (5.10), (5.11) є різними варіаціями логарифмічного закону змінювання температури повітря з висотою у приземному шарі атмосфери. Його називають ще логарифмічним профілем температури. Відповідно до формули (5.10) між температурою повітря та логарифмом висоти існує на малих висотах практично лінійна залежність. Як відомо, при малих значеннях аргументу логарифмічна функція змінюється дуже швидко. Таку ж поведінку має температура повітря. Знак змінювання температури при збільшенні висоти залежить від знака потоку тепла P_0 . Температура повітря зменшується з висотою, коли $P_0 > 0$ і збільшується, коли $P_0 < 0$. Перший випадок спостерігається, як правило, вдень, другий – вночі.

Дослідження, проте, показують, що логарифмічний профіль температури, а також інших метеорологічних величин, у приземному шарі атмосфери спостерігається при стратифікації, яка не дуже відрізняється від рівноважної. При дуже стійкій або дуже нестійкій стратифікації спостерігаються систематичні відхилення профілів від логарифмічного. З другого боку, при виключно рівноважній стратифікації логарифмічний профіль перетворюється у лінійний. Дійсно, при $\gamma = \gamma_a$, $P_0 = 0$ і $T(z) = T_1 - \gamma_a (z - z_1)$.

6 Взаємодія атмосфери з діяльним шаром земної поверхні

6.1 Закономірності теплообміну у ґрунті

У природних умовах завжди виникає вертикальний температурний перепад у ґрунті, який змінює свій знак від дня до ночі. Завдяки цьому відбувається процес теплопровідності, який обумовлює обмін теплом у середині ґрунту між різними глибинами. Якщо за додатний напрямок вертикальної осі ξ взяти напрямок в глибину ґрунту, то потік тепла в ґрунті на довільній глибині ξ пропорційний градієнту температури T_{Γ}

$$Q_M = -\lambda \frac{\partial T_{\Gamma}}{\partial \xi}. \quad (6.1)$$

Коефіцієнт пропорційності λ називається коефіцієнтом теплопровідності ґрунту. Мається на увазі молекулярна теплопровідність, оскільки вона – основний механізм передачі теплоти в ґрунт. Потік тепла $Q_M > 0$, коли $\frac{\partial T_{\Gamma}}{\partial \xi} < 0$, тобто, коли температура при збільшенні глибини зменшується, та навпаки.

Коефіцієнт молекулярної теплопровідності залежить від мінерального складу ґрунту. Він має розмірність $\frac{Вт}{(м \cdot К)}$.

У таблиці містяться значення коефіцієнта λ для різних речовин.

Таблиця 6.1 – Коефіцієнт молекулярної теплопровідності для різних речовин

Речовина	$\lambda, \frac{Вт}{(м \cdot К)}$
Торф	0,88
Мінерали	2,43
Повітря	$2,43 \cdot 10^{-2}$
Вода	0,4

Ці дані свідчать про те, що при збільшенні пористості ґрунту теплопровідність його різко зменшується, оскільки збільшується відносний об'єм, зайнятий повітрям. У вологому ґрунті пори заповнюються водою. Тому теплопровідність збільшується зі збільшенням вологості ґрунту. Отже,

в залежності від структури, механічних властивостей та вологості ґрунту змінюються умови розповсюдження тепла з глибиною.

Приплив тепла до одиничної маси ґрунту залежить від потоку тепла. Ця залежність виявляється так:

$$\varepsilon_M = -\frac{1}{\rho_T} \frac{\partial Q_M}{\partial \xi}, \quad (6.2)$$

де ρ_T - густина ґрунту.

Якщо використати рівняння (6.1), то

$$\varepsilon_M = -\frac{1}{\rho_T} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\lambda \frac{\partial T_T}{\partial \xi} \right). \quad (6.3)$$

Приплив тепла можна виразити через змінювання тепловмісту ґрунту за одиницю часу, тобто

$$\varepsilon_M = \frac{\partial (c_T T_T)}{\partial t} \quad (6.4)$$

або

$$\varepsilon_M = c_T \frac{\partial T_T}{\partial t}, \quad (6.5)$$

c_T - питома теплоємність ґрунту.

Таким чином, рівняння припливу тепла можна записати так:

$$\frac{\partial T_T}{\partial t} = \frac{1}{c_T \rho_T} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\lambda \frac{\partial T_T}{\partial \xi} \right) \quad (6.6)$$

або, якщо урахувати, що $c_T \rho_T = c_{v_T}$ - об'ємна теплоємність,

$$\frac{\partial T_T}{\partial t} = \frac{1}{c_{v_T}} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\lambda \frac{\partial T_T}{\partial \xi} \right). \quad (6.7)$$

При середній вологості та середній пористості ґрунту об'ємна теплоємність основних складових його частин (пісок, глинозем, торф) майже однакова і дорівнює приблизно $2,1 \text{ Дж/см}^3 \text{ К}$, тобто половині теплоємності води.

Як вже відзначалося, з глибиною змінюються фізичні властивості ґрунту. Тому у загальному випадку $\lambda = \lambda(\xi, t)$ і $c_{v_T} = c_{v_T}(\xi, t)$. Одержати розв'язок рівняння (6.7) за цими умовами можна тільки за допомогою чисельних методів. Якщо ґрунт з глибиною виявляється однорідним і має однакову

вологість, то $\lambda = const$ і $c_{\nu_T} = const$. Тоді рівняння теплопровідності приймає форму

$$\frac{\partial T_{\Gamma}}{\partial t} = k_m \frac{\partial^2 T_{\Gamma}}{\partial \xi^2}, \quad (6.8)$$

де

$$k_m = \frac{\lambda}{c_{\nu_T}} - \text{коефіцієнт температуропровідності ґрунту.}$$

6.2 Тепловий баланс земної поверхні

Джерелом енергії, завдяки якій формуються процеси у системі Земля – атмосфера, виявляється сонячна енергія. Кількість сумарної радіації $F' + f$, що приходить на земну поверхню, частково поглинається у залежності від альbedo r поверхні. Таким чином, поглинена частина сумарної радіації дорівнює $(F' + f)(1 - r)$. Поглинення сонячної радіації приводить до нагрівання діяльного шару земної поверхні Δ . Під діяльним шаром розуміють тонкий шар ґрунту або води, у якому відбувається поглинення сонячної радіації. Для ґрунту – це декілька міліметрів в залежності від його фізичних властивостей, для води – декілька метрів.

Нагрітий діяльний шар випромінює теплову енергію у вигляді теплової інфрачервоної радіації B_0 . Атмосфера, в свою чергу, випромінює енергію B_a , частина якої δB_a поглинається земною поверхнею. Таким чином, радіаційний баланс земної поверхні, як було показано вище, визначається формулою:

$$R = (F' + f)(1 - r) - B^*, \quad (6.9)$$

де B^* - ефективне випромінювання.

Він характеризує прибуткову частину енергії для поверхні Землі. Завдяки їй виникають фізичні процеси, які пов'язані з перетворенням енергії. Якщо виділити одиничну площадку, то через цю площадку відбуваються потоки тепла, що обумовлюють тепловий режим земної поверхні.

Рівняння, яке визначає результуючий потік тепла, називається рівнянням теплового балансу. Рівняння теплового балансу може бути записано для земної поверхні, для атмосфери, для системи земна поверхня – атмосфера. У двох останніх випадках розглядається вертикальний стовп ґрунту у границях його діяльного шару.

Розглянемо тепловий баланс земної поверхні. До неї надходить промениста енергія, яка характеризується радіаційним балансом. Від нагрітої земної поверхні відбувається передача тепла до атмосфери завдяки турбулентним потокам тепла. У границях приземного шару турбулентний потік, як вже відзначалось, постійний і дорівнює

$$P_0 = -c_p \rho k \frac{\partial \theta}{\partial z}. \quad (6.10)$$

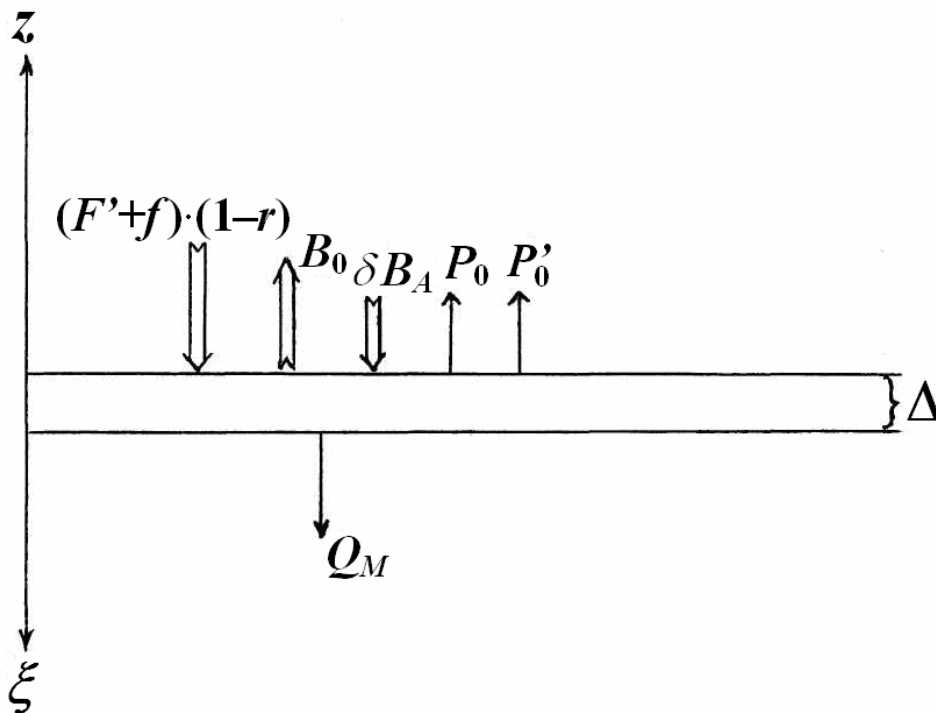


Рис. 6.1 – Тепловий баланс земної поверхні

Якщо $\frac{\partial \theta}{\partial z} < 0$, то $P_0 > 0$ і турбулентний потік тепла має напрямок знизу вгору, тобто ґрунт або водна поверхня втрачає тепло, визначене потоком P_0 . При $\frac{\partial \theta}{\partial z} > 0$ - навпаки, $P_0 < 0$, й земна поверхня тепло одержує. Турбулентний потік тепла носить назву явного тепла. Під дією нагрівання діяльного шару при поглиненні променистої енергії відбувається випарування з поверхні землі чи води. Водяна пара від земної поверхні турбулентними молями, як і всяка субстанція, переноситься вгору у приземному шарі атмосфери. Якщо

позначити через s - масову частку водяної пари, а її вертикальний градієнт через $\frac{\partial s}{\partial z}$, то турбулентний потік вологи буде рівним

$$Q'_0 = -\rho k \frac{\partial s}{\partial z}. \quad (6.11)$$

Турбулентний потік вологи – це кількість водяної пари, яка переноситься через одиничну площадку за одиницю часу у перпендикулярному напрямку. Він має розмірність $\text{кг}/\text{м}^2\text{с}$. Як і турбулентний потік тепла дорівнює, очевидно, $P'_0 = LQ'_0$. Таким чином, потік тепла випаровування (конденсації) має значення

$$P'_0 = -L\rho k \frac{\partial s}{\partial z}. \quad (6.12)$$

Очевидно, $[P'_0] = [L][Q'_0] = \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$.

Якщо $\frac{\partial s}{\partial z} < 0$ - концентрація пари з висотою зменшується, то $P'_0 > 0$, тобто земна поверхня витрачає тепло. Тепло випаровування (конденсації) має назву прихованого тепла.

Потік тепла відбувається не тільки через верхню границю діяльності шару, але і через верхню границю діяльного шару, але і через нижню його границю, тобто у глибину ґрунту (води). Єдиним механізмом цього процесу є молекулярна теплопровідність. Молекулярний потік тепла у глибину ґрунту, як було показано вище, має такий вид:

$$Q_M = -\lambda \frac{\partial T_\Gamma}{\partial \xi} \quad (6.13)$$

або

$$Q_M = -c_\Gamma \rho_\Gamma k_m \frac{\partial T_\Gamma}{\partial \xi}. \quad (6.14)$$

Вище йшлося про потоки через границі шару Δ . Однак, у ґрунті відбувається й поглинення тепла. Позначимо через α_Γ масовий коефіцієнт поглинення. Тоді, якщо на верхній границі шару $d\xi$ радіаційний баланс дорівнює R , то поглинута його частина є

$$dR = -\alpha_\Gamma \rho_\Gamma R d\xi. \quad (6.15)$$

Проінтегруємо (6.15) у границях від 0 до ξ , а dR від $R(0)$ до $R(\xi)$. Будемо мати

$$R(\xi) = R(0) \exp[-\alpha_{\Gamma} \rho_{\Gamma} \xi]. \quad (6.16)$$

Якщо позначити $\delta^* = \frac{1}{\alpha_{\Gamma} \rho_{\Gamma}}$, то

$$R(\xi) = R_0 \exp\left[-\xi/\delta^*\right]. \quad (6.17)$$

Нехай $\xi = \Delta$. Тоді

$$R(\Delta) = R \exp\left[-\Delta/\delta^*\right]. \quad (6.18)$$

Поглинення променистого тепла у діяльному шарі приводить до змінювання тепловмісту ґрунту та витрат тепла танення льоду, якщо відбулося замерзання ґрунту. За рахунок цих ефектів рівняння припливу тепла до одиничного об'єму діяльного шару може бути записано таким чином:

$$L_{\text{пл}} \rho_{\Gamma} \frac{\partial \Delta}{\partial t} + \Delta \frac{\partial}{\partial t} (c_{\Gamma} \rho_{\Gamma} T_{\Gamma}) = R(0) - R(\Delta) - P_0 - P'_0 - Q_M \quad (6.19)$$

або за рахунок (6.18) та рівнянь (6.10), (6.12) і (6.14)

$$\begin{aligned} L_{\text{пл}} \rho_{\Gamma} \frac{\partial \Delta}{\partial t} + \Delta \frac{\partial}{\partial t} (c_{\Gamma} \rho_{\Gamma} T_{\Gamma}) &= R(0) \left[1 - \exp\left(-\Delta/\delta^*\right) \right] + c_p \rho k \frac{\partial \theta}{\partial z} \Big|_{z=0} + \\ &+ L \rho k \frac{\partial s}{\partial z} \Big|_{z=0} + c_{\Gamma} \rho_{\Gamma} k_m \frac{\partial T_{\Gamma}}{\partial \xi} \Big|_{\xi=\Delta}. \end{aligned} \quad (6.20)$$

Перший доданок лівої частини рівняння (6.20) характеризує тепло танення льоду у діяльному шарі, а другий доданок – змінення тепловмісту стовпа ґрунту товщиною Δ одиничного перерізу за одиницю часу. У правій частині утримуються всі потоки тепла, котрі надходять до діяльного шару через його верхню й нижню границі.

Рівняння (6.20) і являє собою рівняння теплового балансу шару ґрунту товщиною Δ .

Розглянемо деякі окремі випадки:

1. На суші, яка не покрита снігом або льодом, Δ - дуже мала. В той же час відношення $\frac{\Delta}{\delta^*}$ дуже велике, оскільки $\Delta \gg \delta^*$. Таким чином,

$\exp(-\Delta/\delta^*) \rightarrow 0$. Тоді, якщо танення льоду відсутнє, то рівняння балансу тепла буде мати таку форму:

$$R - P_0 - P'_0 - Q_M = 0 \quad (6.21)$$

або

$$(F' + f)(1 - r) - B^* + c_p \rho k \frac{\partial \theta}{\partial z} + L \rho k \frac{\partial s}{\partial z} + c_{\Gamma} \rho_{\Gamma} k_m \frac{\partial T_{\Gamma}}{\partial \xi} = 0; \quad (z = \xi = 0). \quad (6.22)$$

Воно записується ще й так:

$$R = -c_p \rho k \frac{\partial \theta}{\partial z} - L \rho k \frac{\partial s}{\partial z} - c_{\Gamma} \rho_{\Gamma} k_m \frac{\partial T_{\Gamma}}{\partial \xi}; \quad (z = \xi = 0). \quad (6.23)$$

Як показують вимірювання, рівняння (6.23) виконується з точністю 12%.

2. У воді сонячна радіація поглинається шаром товщиною близько 100 см, тобто $\delta^* = 100$ см. Довгохвильова компонента, навпаки, поглинається дуже тонким шаром. Тому рівняння теплового балансу використовується у формі:

$$\begin{aligned} \Delta \frac{\partial}{\partial t} (c_e \rho_e T) = (F' + f)(1 - r) \left[1 - \exp(-\Delta/\delta_1^*) \right] - \\ - B^* \left[1 - \exp(-\Delta/\delta_2^*) \right] - P_0 - P'_0 - Q_M + \Delta \rho_e Q_a. \end{aligned} \quad (6.24)$$

Для води Δ/δ_1^* - мале, а Δ/δ_2^* - велике. Тому маємо

$$\begin{aligned} \Delta \frac{\partial}{\partial t} (c_e \rho_e T) = (F' + f)(1 - r) \left[1 - \exp(-\Delta/\delta_1^*) \right] - \\ - B^* + \Delta \rho_e Q_a + c_p \rho k \left. \frac{\partial \theta}{\partial z} \right|_{z=0} + L \rho k \left. \frac{\partial s}{\partial z} \right|_{z=0} + c_e \rho_e k_m \left. \frac{\partial T}{\partial \xi} \right|_{\xi=\Delta}. \end{aligned} \quad (6.25)$$

Для тонкого шару води Δ , $\Delta/\delta_1^* \rightarrow 0$ і $\exp(-\Delta/\delta_1^*) \rightarrow 1$. Тоді, якщо знехтувати лівою частиною, одержимо

$$-B^* = -c_p \rho k \frac{\partial \theta}{\partial z} - L \rho k \frac{\partial s}{\partial z} - c_e \rho_e k_m \frac{\partial T}{\partial \xi}; \quad (z = \xi = 0). \quad (6.26)$$

У рівняннях (6.24) і (6.25) Q_a - адвективний приплив тепла.

Рівняння теплового балансу в формі (6.23) використовується як гранична умова при дослідженнях термічного режиму атмосфери та ґрунту, а у формі (6.26) – атмосфери і води.

6.3 Тепло – і вологообмін у системі ґрунт – повітря

У попередніх розділах вивчався тепловий режим окремо у приземному шарі атмосфери й ґрунті. Але в дійсності ці процеси взаємопов'язані. Потік тепла у нижніх шарах атмосфери залежить від властивостей підстильної поверхні й навпаки, розповсюдження тепла у ґрунті залежить від термодинамічної структури приземного шару атмосфери.

При вивченні процесу тепло-і вологообміну у системі повітря – ґрунт припустимо, що у приземному шарі коефіцієнт турбулентності мало змінюється з висотою, а стратифікація його рівноважна, ґрунт однорідний за мінеральним складом та вологістю. Тоді рівняння теплопровідності для повітря й ґрунту мають вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = k \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \quad (6.27)$$

$$\frac{\partial T_{\Gamma}}{\partial t} = k_m \frac{\partial^2 T_{\Gamma}}{\partial \xi^2}. \quad (6.28)$$

Температури повітря T і ґрунту T_{Γ} будемо виражати як суму середньої температури та її пульсацій

$$T = \bar{T} + \tau, \quad (6.29)$$

$$T_{\Gamma} = \bar{T}_{\Gamma} + \vartheta. \quad (6.30)$$

По-перше, проведемо осереднення рівнянь (6.27) і (6.28). Ураховуючи властивості оператора осереднення, будемо мати:

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = k \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial z^2}, \quad (6.31)$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = k_m \frac{\partial^2 \bar{T}_{\Gamma}}{\partial \xi^2}. \quad (6.32)$$

По-друге, підставимо (6.29) і (6.30) у рівняння (6.27) і (6.28)

$$\frac{\partial(\bar{T} + \tau)}{\partial t} = k \frac{\partial^2(\bar{T} + \tau)}{\partial z^2}, \quad (6.33)$$

$$\frac{\partial(\bar{T}_\Gamma + \vartheta)}{\partial t} = k_m \frac{\partial^2(\bar{T}_\Gamma + \vartheta)}{\partial \xi^2}. \quad (6.34)$$

Якщо тепер почленно віднімемо від (6.33) рівняння (6.31), а від (6.34) рівняння (6.32), то одержимо

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} = k \frac{\partial^2 \tau}{\partial z^2}, \quad (6.35)$$

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t} = k_m \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial \xi^2}. \quad (6.36)$$

Як відомо, температура поверхні ґрунту, котра виступає у ролі джерела тепла і для повітря, і для ґрунту, повністю залежить від радіаційного балансу земної поверхні. Ясно, що він виявляється неперервною функцією часу, яка може бути виражена суперпозицією простих гармонійних коливань

$$R(t) = R_0 + \sum_{i=1}^n R_i \cos(\omega_i t - \varphi_i), \quad (6.37)$$

де R_0 - має сенс середнього за добу радіаційного балансу, R_i - амплітуда, ω_i - частота, φ_i - початкова фаза i - тої гармоніки.

Як показують дослідження, з достатньою точністю можна обмежитись тільки першою гармонікою, яка відображає добовий хід радіаційного балансу.

$$R(t) = R_0 + R_1 \cos(\omega t - \varphi). \quad (6.38)$$

Тоді R_1 - амплітуда коливань радіаційного балансу.

Пульсація радіаційного балансу дорівнює

$$r(t) = R(t) - R_0 = R_1 \cos(\omega t - \varphi). \quad (6.39)$$

Запишемо тепер рівняння теплового балансу земної поверхні

$$R = -c_p \rho k \frac{\partial T}{\partial z} - L \rho k \frac{\partial s}{\partial z} - c_\Gamma \rho_\Gamma k_m \frac{\partial T_\Gamma}{\partial \xi}. \quad (6.40)$$

Відносно пульсацій метеорологічних величин, які в нього входять, воно має вид:

$$R_1 \cos(\omega t - \varphi) = -c_p \rho k \frac{\partial \tau}{\partial z} - L \rho k \frac{\partial s'}{\partial z} - c_\Gamma \rho_\Gamma k \frac{\partial \vartheta}{\partial \xi}. \quad (6.41)$$

де s' - пульсація масової частки водяної пари. Рівняння (6.41) приймемо за першу граничну умову.

Оскільки в рівняння (6.41) увійшла масова частка водяної пари, то необхідно було б розглянути ще й рівняння переносу пари. Це дуже ускладнило б задачу. Тому обмежимося двома крайніми випадками: випаровування дорівнює нулю $\left(-L \rho k \frac{\partial s'}{\partial z} = 0\right)$ й дуже зволожений ґрунт. В останньому випадку близько рівня $z = 0$ водяна пара знаходиться у стані насичення, тобто $s_m = s_m(T, p)$ й таким чином,

$$\frac{\partial s_m}{\partial z} = \frac{L s_m}{R_n T^2} \frac{\partial T}{\partial z}. \quad (6.42)$$

Тоді гранична умова (6.41) залишається такою:

$$\left(c_p + \frac{L^2 s_m}{R_n T^2}\right) \rho k \frac{\partial \tau}{\partial z} \Big|_{z=0} - c_\Gamma \rho_\Gamma k_m \frac{\partial \vartheta}{\partial \xi} \Big|_{\xi=0} = R_1 \cos(\omega t - \varphi). \quad (6.43)$$

(Множник $c_p + \frac{L^2 s_m}{R_n T^2}$ позначимо через c_p^*). Крім цього, необхідно записати й другу граничну умову

$$z = \xi = 0; \quad \tau(0, t) = \vartheta(0, t). \quad (6.44)$$

Вона характеризує те, що пульсації температури повітря й ґрунту на поверхні однакові. Нарешті, третя гранична умова приймається у формі

$$z \rightarrow \infty; \quad \tau \rightarrow 0; \quad \xi \rightarrow \infty; \quad \vartheta \rightarrow 0. \quad (6.44')$$

Розглянемо спочатку рівняння (6.35). Будемо шукати його розв'язок у формі

$$\tau(z, t) = \tau_1(z) \cos(\omega t - \varphi) + \tau_2(z) \sin(\omega t - \varphi). \quad (6.45)$$

Підставимо (6.45) у (6.35) й виконаємо диференціювання. Будемо мати:

$$\begin{aligned} -\omega \tau_1 \sin(\omega t - \varphi) + \omega \tau_2 \cos(\omega t - \varphi) &= k \frac{\partial^2}{\partial z^2} [\tau_1 \cos(\omega t - \varphi)] + \\ &+ k \frac{\partial^2}{\partial z^2} [\tau_2 \sin(\omega t - \varphi)] \end{aligned} \quad (6.46)$$

Рівняння (6.45) справедливе при всяких значеннях t . Нехай t таке, що $\omega t - \varphi = 0$ і $\omega t - \varphi = \pi/2$. Крім того, частинні похідні при зображенні відхилення температури від середньої у формі (6.45) перетворюються у звичайні похідні.

Таким чином, у першому випадку значення t маємо

$$k \frac{d^2 \tau_1}{dz^2} = \omega \tau_2, \quad (6.47)$$

у другому випадку

$$k \frac{d^2 \tau_2}{dz^2} = -\omega \tau_1. \quad (6.48)$$

Помножимо рівняння (6.48) на комплексну одиницю j й віднімемо його від рівняння (6.47). Одержимо

$$k \frac{d^2 (\tau_1 - j\tau_2)}{dz^2} = \omega (\tau_2 + j\tau_1)$$

або

$$\frac{d^2 (\tau_1 - j\tau_2)}{dz^2} - \frac{j\omega}{k} (\tau_1 - j\tau_2) = 0 \quad (6.49)$$

Рівняння (6.49) – це звичайне диференціальне рівняння другого порядку. Його розв'язок має вид:

$$\tau_1 - j\tau_2 = c_1 \exp\left(\sqrt{\frac{j\omega}{k}} z\right) + c_2 \exp\left(-\sqrt{\frac{j\omega}{k}} z\right). \quad (6.50)$$

Задовольнимо третій граничній умові. При $z \rightarrow \infty$ $c_1 \exp\left(\sqrt{\frac{j\omega}{k}} z\right) \rightarrow \infty$ і $\tau_1 - j\tau_2 \rightarrow \infty$. Проте це не відбувається й $\tau \rightarrow 0$. Таким чином, $c_1 = 0$ і рівняння (6.50) спрощується так:

$$\tau_1 - j\tau_2 = c_2 \exp\left(-\sqrt{\frac{j\omega}{k}} z\right). \quad (6.51)$$

Можна показати, що

$$\sqrt{j} = \frac{1+j}{\sqrt{2}}. \quad (6.52)$$

Ураховуючи цю тотожність, розв'язок (6.51) можна записати таким чином:

$$\begin{aligned} \tau_1 - j\tau_2 &= c_2 \left[\exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2k}}z - j\sqrt{\frac{\omega}{2k}}z\right) \right] = \\ &= c_2 \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2k}}z\right) \cdot \exp\left(-j\sqrt{\frac{\omega}{2k}}z\right). \end{aligned} \quad (6.53)$$

Якщо позначити

$$\sqrt{\frac{\omega}{2k}} = a \quad (6.54)$$

і використати відому формулу Ейлера, то одержимо

$$\tau_1 - j\tau_2 = c_2 \exp(-az)(\cos az - j \sin az). \quad (6.55)$$

Зрівнювання лівих та правих частин рівняння (6.55) показує, що

$$\tau_1 = c_2 \exp(-az) \cos az, \quad (6.56)$$

$$\tau_2 = c_2 \exp(-az) \sin az. \quad (6.57)$$

Застосуємо тепер рівності (6.56) і (6.57) до рівняння (6.45). Будемо мати:

$$\tau(z, t) = c_2 \exp(-az) \cos az \cos(\omega t - \varphi) + c_2 \exp(-az) \sin az \sin(\omega t - \varphi) \quad (6.58)$$

або

$$\tau(z, t) = c_2 \exp(-az) \cos(\omega t - az - \varphi). \quad (6.59)$$

Аналогічно міркуючи, можна записати у такій же формі розв'язок рівняння (6.36)

$$\vartheta(\xi, t) = c'_2 \exp(-a'\xi) \cos(\omega t - a'\xi - \varphi), \quad (6.60)$$

де

$$a' = \sqrt{\frac{\omega}{2k_m}}. \quad (6.61)$$

Задовольнимо тепер другий граничній умові. Тоді будемо мати

$$\tau(0, t) = c_2 \cos(\omega t - \varphi), \quad (6.62)$$

$$\vartheta(0, t) = c_2' \cos(\omega t - \varphi), \quad (6.63)$$

i

$$c_2 = c_2'. \quad (6.64)$$

Для задоволення третій граничній умові знайдемо похідні $\frac{\partial \tau}{\partial z} \Big|_{z=0}$ й

$\frac{\partial \vartheta}{\partial \xi} \Big|_{\xi=0}$ і використаємо результати (6.59), (6.60) і (6.64). Одержимо результати

$$\frac{\partial \tau}{\partial z} = c_2 a \exp(-az) [\sin(\omega t - \varphi - az) - \cos(\omega t - \varphi - az)], \quad (6.65)$$

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial \xi} = c_2 a' \exp(-a'\xi) [\sin(\omega t - \varphi - a'\xi) - \cos(\omega t - \varphi - a'\xi)], \quad (6.66)$$

які при $z = \xi = 0$ приймають вид

$$\frac{\partial \tau}{\partial z} \Big|_{z=0} = c_2 a [\sin(\omega t - \varphi) - \cos(\omega t - \varphi)], \quad (6.67)$$

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial \xi} \Big|_{\xi=0} = c_2 a' [\sin(\omega t - \varphi) - \cos(\omega t - \varphi)]. \quad (6.68)$$

Тепер залишилося підставити рівності (6.67) та (6.68) у рівняння (6.43). Будемо мати:

$$R_1 \cos(\omega t - \varphi) = -c_2 \left(c_p^* \rho k a + c_\Gamma \rho_\Gamma k_m a' \right) [\sin(\omega t - \varphi) - \cos(\omega t - \varphi)]. \quad (6.69)$$

Рівняння (6.69) справедливе при будь-яких значеннях аргументу тригонометричних функцій, у тому числі й при $\omega t - \varphi = 0$.

При цьому маємо

$$R_1 = c_2 \left(c_p^* \rho k a + c_\Gamma \rho_\Gamma k_m a' \right), \quad (6.70)$$

звідки

$$c_2 = \frac{R_1}{\sqrt{\frac{\omega}{2} (c_p^* \rho \sqrt{k} + c_\Gamma \rho_\Gamma \sqrt{k_m})}}. \quad (6.71)$$

Тепер необхідно підставити формулу (6.71) до розв'язків (6.59) і (6.60). Одержимо розв'язок сформульованої задачі взаємодії атмосфери та земної поверхні

$$\tau(z, t) = \frac{R_1 \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2k}} z\right)}{\sqrt{\frac{\omega}{2} (c_p^* \rho \sqrt{k} + c_\Gamma \rho_\Gamma \sqrt{k_m})}} \cos\left(\omega t - \varphi - \sqrt{\frac{\omega}{2k_m}} z\right), \quad (6.72)$$

$$\vartheta(\xi, t) = \frac{R_1 \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2k_m}} \xi\right)}{\sqrt{\frac{\omega}{2} (c_p^* \rho \sqrt{k} + c_\Gamma \rho_\Gamma \sqrt{k_m})}} \cos\left(\omega t - \varphi - \sqrt{\frac{\omega}{2k_m}} \xi\right). \quad (6.73)$$

Можна формули (6.72) – (6.73) записати по-іншому, якщо запровадити відому формулу зведення

$$\tau(z, t) = \frac{R_1 \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2k}} z\right)}{\sqrt{\omega} (c_p^* \rho \sqrt{k} + c_\Gamma \rho_\Gamma \sqrt{k_m})} \cos\left(\omega t - \varphi - \sqrt{\frac{\omega}{2k}} z - \frac{\pi}{8}\right), \quad (6.74)$$

$$\vartheta(\xi, t) = \frac{R_1 \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2k_m}} \xi\right)}{\sqrt{\omega} (c_p^* \rho \sqrt{k} + c_\Gamma \rho_\Gamma \sqrt{k_m})} \cos\left(\omega t - \varphi - \sqrt{\frac{\omega}{2k_m}} \xi - \frac{\pi}{8}\right). \quad (6.75)$$

Для одержання формули, яка характеризує коливання температури на земній поверхні, треба прийняти $z = \xi = 0$. Тоді з рівнянь (6.74), (6.75) маємо:

$$\tau(0, t) = \vartheta(0, t) = \frac{R_1}{\sqrt{\omega} (c_p^* \rho \sqrt{k} + c_\Gamma \rho_\Gamma \sqrt{k_m})} \cos\left(\omega t - \varphi - \frac{\pi}{8}\right). \quad (6.76)$$

Із рівнянь (6.74) – (6.75) видно, що амплітуда коливань температури повітря та ґрунту швидко зменшується із збільшенням висоти в повітрі і глибини в ґрунті. Спостерігається зсув по фазі, який також залежить від висоти

(глибини). Істотний вплив на амплітуду добового ходу температури поверхні ґрунту і разом з цим повітря і ґрунту чинить вологість ґрунту. Перехід від сухого ґрунту, випаровування якого близьке до нуля, до дуже зволоженого ґрунту пов'язаний із заміною c_p на c_p^* , яка при температурі 20^0 С, наприклад, більше, ніж у 3 рази перевищує c_p . Завдяки цьому, амплітуда коливань температури вологого ґрунту за рівних інших умов зменшується більше, ніж у три рази в порівнянні з сухим ґрунтом. Фізично це пояснюється тим, що в час найбільшого нагрівання поверхні ґрунту випаровування досягає максимуму. Великі витрати прихованої теплоти при цьому приводять до істинного охолодження поверхні ґрунту.

Із рівняння (6.76) видно, що на поверхні ґрунту максимум температури відбувається через 3 години після максимуму радіаційного балансу.

6.4 Добовий та річний хід температури повітря у граничному шарі атмосфери

У розділі, де вивчалася структура атмосфери, було сформульовано визначення граничного шару атмосфери. Під граничним шаром розуміють шар атмосфери, примикаючий до земної поверхні, в якому проявляється добовий хід метеорологічних величин (температури, швидкості вітру, характеристик вологості тощо), обумовлений турбулентним обміном.

Як показують метеорологічні спостереження, граничний шар характеризується важливими властивостями.

а) Мінімум температури земної поверхні настає незадовго до сходу Сонця. Після сходу Сонця швидко зростає температура земної поверхні. Завдяки турбулентному обміну та радіаційному потоку тепло від земної поверхні передається повітрю і його температура починає зростати, але з деяким запізненням. Запізнення тим більше, чим більша висота над земною поверхнею. Максимум температури повітря на висоті 2 м настає о 13-14 годині. Після цього часу температура починає зменшуватися спочатку повільно, потім після 16-17 години швидко до заходу Сонця. Після заходу продовжується повільне падіння температури.

б) Добовий хід температури виявляється до висоти 1-1,5 км. Максимум температури на цій висоті настає між 14 та 15-ю годинами. Амплітуда добового ходу зменшується з висотою.

в) Добовий хід температури виявляється в більшій мірі влітку, ніж зимою завдяки більш інтенсивному турбулентному обміну. Амплітуда добового ходу температури влітку у 2 рази більша за амплітуду температури взимку.

г) Добові коливання виникають не тільки у температури повітря а й у її вертикального градієнта. Влітку він від'ємний в ранкові й денні часи й додатний – у вечірні та нічні часи у шарі до 200 м. Вище 200 м вертикальний градієнт температури від'ємний протягом усієї доби. Зимою від'ємний вертикальний градієнт температури виявляється тільки вдень у шарі 0-50 м.

Перелічені властивості одержані на основі осереднених даних. В окремих випадках розподіли вертикальних градієнтів температури бувають цілковито різними. Проте осереднені дані дають загальні закономірності розподілу температури повітря у граничному шарі.

Проаналізуємо добові коливання температури повітря, використовуючи рівняння (6.72)-(6.73). При умові $z = \xi = 0$ маємо

$$\tau(0,t) = \vartheta(0,t) = \frac{R_1}{\sqrt{\frac{\omega}{2} (c_p^* \rho \sqrt{k} + c_T \rho_T \sqrt{k_m})}} \cos(\omega t - \varphi). \quad (6.77)$$

Визначимо

$$\frac{R_1}{\sqrt{\frac{\omega}{2} (c_p^* \rho \sqrt{k} + c_T \rho_T \sqrt{k_m})}} = A_0. \quad (6.78)$$

Тоді

$$\tau(0,t) = \vartheta(0,t) A_0 \cos(\omega t - \varphi), \quad (6.79)$$

де

A_0 - амплітуда коливань температури земної поверхні.

Ураховуючи рівняння (6.78), рівняння (6.72) можна записати таким чином:

$$\tau(z,t) = A \cos\left(\omega t - \varphi - \sqrt{\frac{\omega}{2k}} z\right), \quad (6.80)$$

де

$$A = A_0 \exp\left[-\sqrt{\frac{\omega}{2k}} z\right] \quad (6.81)$$

амплітуда коливань температури протягом доби.

Як свідчать рівняння (6.80) та (6.81), добові коливання температури мають періодичний характер. Амплітуда добових коливань залежить від інтенсивності турбулентних рухів, які відображає коефіцієнт турбулентності.

При інтенсивному розвитку турбулентності, тобто, коли велике значення має коефіцієнт турбулентності k , амплітуда добових коливань зменшується повільніше ніж при слабкій турбулентності.

Із формули (6.81) видно, що $\sqrt{\frac{2k}{\omega}}$ має сенс висоти, на якій початкова амплітуда зменшується в e разів. Ця висота залежить від значення коефіцієнта турбулентності, тобто від інтенсивності турбулентних рухів у граничному шарі атмосфери. Наприклад, якщо $k = 8 \text{ м}^2/\text{с}$, то зменшення амплітуди коливання температури в e разів відбувається на висоті 480 м, при $k = 50 \text{ м}^2/\text{с}$ - на висоті 1,2 км, при $k = 0,5 \text{ м}^2/\text{с}$ - на висоті 120 м. Порівняння цих результатів показує, що висоти та коефіцієнти турбулентності знаходяться у такому співвідношенні

$$z_2 : z_1 = \sqrt{k_2} : \sqrt{k_1}.$$

Таким же чином можна розрахувати висоту, на якій

$$A(z) = 0,01A_0,$$

тобто

$$\exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2k}}\right)H = 0,01$$

при різних значеннях коефіцієнта турбулентності. Якщо припустити, що $A_0 = 10^0 \text{ C}$, то $A = 0,1^0 \text{ C}$, тобто дорівнює точності вимірювання температури повітря. Тому можна вважати, що на цій висоті вже не простежуються добові коливання температури і цю висоту розглядати як верхню границю граничного шару атмосфери. Нижче містяться значення цих висот при різних коефіцієнтах турбулентності

$k \text{ м}^2/\text{с}$	0,1	1,0	5,0	10	50	100	2000
$H, \text{ м}$	240	761	1702	2408	5382	7613	10768

Ці дані свідчать про те, що при найбільш властивих для граничного шару значеннях коефіцієнта турбулентності ($k = 1 \dots 5 \text{ м}^2/\text{с}$) граничний шар має товщину 1,0 – 1,5 км. Проте, коли в атмосфері турбулентність дуже інтенсивна ($k \approx 100 - 200 \text{ м}^2/\text{с}$), добові коливання температури розповсюджуються практично на всю тропосферу. Такі великі значення коефіцієнта турбулентності в атмосфері можуть спостерігатися при добре

розвинених конвективних процесах, з якими зв'язаний розвиток могутньо-купчастих та купчасто-дошових хмар.

Рівняння, які наведено вище, характеризують і річний хід температури повітря за умови, що $\omega = 2\pi / \Pi$, де $\Pi = 365,25$ діб. Розрахунки, які проведені по формулі (6.86), показують, що амплітуда добових та річних коливань температури зменшується в одне і те ж число разів на таких висотах z_g і z_p , співвідношення яких дорівнює

$$z_p : z_g = \sqrt{\Pi} : \sqrt{T},$$

де $T = 1$ доба.

Таким чином, при таких же значеннях коефіцієнта турбулентності річні коливання температури розповсюджуються в атмосфері на висоти у 19 разів більші, ніж висоти, де мають місце добові коливання температури повітря, тобто вони спостерігаються у границях всієї тропосфери та стратосфери.

Від висоти залежить й зсув по фазі добових коливань температури. Він збільшується при збільшенні висоти. Характер цього процесу залежить від інтенсивності турбулентного обміну. При збільшенні коефіцієнта турбулентності зсув по фазі зменшується.

При розгляданні швидкості розповсюдження добових коливань температури в атмосфері можна використати формулу (6.80). Нехай температура земної поверхні ($z = 0$) досягає максимуму у момент часу t_0 , а на деякій висоті z - у момент часу t_1 . Тоді із (6.80) маємо

$$\omega t_0 - \varphi = 0; \quad \omega t_1 - \varphi - \sqrt{\frac{\omega}{2k}} z = 0. \quad (6.82)$$

Із формул (6.82) можна виключити початкову фазу φ , яка характеризує зсув по фазі максимуму радіаційного балансу. Для цього відніmemo від другої рівності (6.82) першу.

Одержимо

$$t - t_0 = \frac{z}{\sqrt{2\omega k}}. \quad (6.83)$$

Розрахунки показують, що максимум добового коливання температури досягне висоти 100 м при коефіцієнті турбулентності $k = 0,5 \text{ м}^2/\text{с}$ через 3,3 години, при $k = 8 \text{ м}^2/\text{с}$ - через 50 хвилин, а при $k = 50 \text{ м}^2/\text{с}$ - через 20 хвилин. Запізнювання річних коливань температури у 19 разів більше ніж добових.

6.5 Добовий та річний хід температури ґрунту

Перш за все, розглянемо температуру поверхні ґрунту. Як вже відзначалось, коли йдеться про поверхню ґрунту, то мають на увазі поверхневий шар ґрунту певної товщини, що складає так звану діяльну поверхню, яка безпосередньо поглинає променеві потоки енергії, віддає тепло в атмосферу та углиб ґрунту. Вимірювання температури цього шару – це важка задача навіть у простому випадку, коли діяльна поверхня – рівна, позбавлена рослинності поверхня ґрунту. Однак, уявлення про особливості добового ходу температури поверхні ґрунту можна одержати, аналізуючи рівняння (6.76), яке можна записати за допомогою двох очевидних співвідношень

$$\nu_0(0,t) = A_0 \cos(\omega t - \varphi), \quad (6.84)$$

$$A_0 = \frac{R_1}{\sqrt{\omega/2}(c_p \rho \sqrt{k} + c_T \rho_T \sqrt{k_m})}. \quad (6.85)$$

Як виходить із формули (6.85), амплітуда коливань температури поверхні ґрунту прямо пропорційна амплітуді радіаційного балансу і обернено пропорційна інтенсивності турбулентності, температурним та вологісний характеристикам приземного шару атмосфери, властивостям ґрунту. Вона тим менша чим більший коефіцієнт турбулентності та чим більш значення має об'ємна теплоємність c_{v_T} і коефіцієнт теплопровідності k_m ґрунту (наприклад, чим більша його вологість).

У добовому ході температури поверхні ґрунту, як свідчить формула (6.84), максимум її спостерігається в умовах максимальної інсоляції через 1,5 години після полудня, а мінімум – перед сходом Сонця.

Якщо врахувати формулу (6.85), то рівняння, яке характеризує розповсюдження теплових хвиль у глибину ґрунту, може бути записано таким чином:

$$\vartheta(\xi,t) = A_T \cos(\omega t - \varphi - \sqrt{\frac{\omega}{2k_m}} \xi), \quad (6.86)$$

де

$$A_T = A_0 \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2k_m}} \xi\right). \quad (6.87)$$

Таким чином, амплітуда коливань температури у добовому ході зменшується з глибиною. З формули (6.87) видно, що швидкість зменшення амплітуди

коливань температури ґрунту з глибиною залежить від мінерального складу та вологості ґрунту. Саме від цих характеристик і залежить коефіцієнт температуропровідності ґрунту k_m . Розрахунки показують, що у сухому ґрунті ($k_m = 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2 / \text{с}$) амплітуда коливань температури ґрунту зменшується у e разів на глибині 6,6 см, в ґрунті середньої вологості ($k_m = 4,3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2 / \text{с}$) - на глибині 10,9 см, при великій вологості ґрунту ($k_m = 6,0 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2 / \text{с}$) - на глибині 12,8 см. Формула (6.87) дає можливість провести оцінку глибин, на які можуть розповсюджуватись теплові хвилі при різних умовах. Для цього знайдемо глибину ξ , на якій при різній вологості ґрунту $A/A_0 = 0,1K$, що відповідає точності вимірювань температури ґрунту. Як показують розрахунки, у сухому ґрунті при умовах максимуму радіаційного балансу ця глибина дорівнює 15,3 см, у ґрунті помірної вологості – 25 см, у дуже вологому ґрунті – 30 см.

Від властивостей ґрунту залежить і зсув по фазі добових коливань його температури на одній і тій же глибині. Наприклад, на глибині 10 см зсув по фазі максимуму температури відносно часу спостереження його на поверхні ґрунту досягає 5,7 години у сухому ґрунті, 3,5 години – у ґрунті помірної вологості, та 3,1 години – у дуже вологому ґрунті. Ці результати, які одержані на основі теоретичної моделі, добре узгоджуються з даними спостережень. На рис. 6.2 містяться результати вимірювання температури на поверхні ґрунту та на глибині 2,5, 10, 15 та 20 см на метеорологічній станції Колтуші (під Санкт-Петербургом). Якщо на поверхні ґрунту амплітуда температури була біля 30^0 С , то на глибині 20 см – $2-3^0 \text{ С}$, максимум, який на поверхні ґрунту спостерігався о 14 годині, на глибині 20 см відбувався майже о півночі. Закономірності поширення тепла у ґрунті демонструють дані табл. 6.2

Як вже відзначалось, значення амплітуди та глибини проникнення коливань температури дуже залежить від властивостей ґрунту. У середньому глибина проникнення добових коливань температури ґрунту в залежності від його властивостей та географічних умов змінюється від 35 до 100 см. Запізнення у виниканні максимальних та мінімальних значень у середньому дорівнює 2-3 години на кожні 10 см глибини.

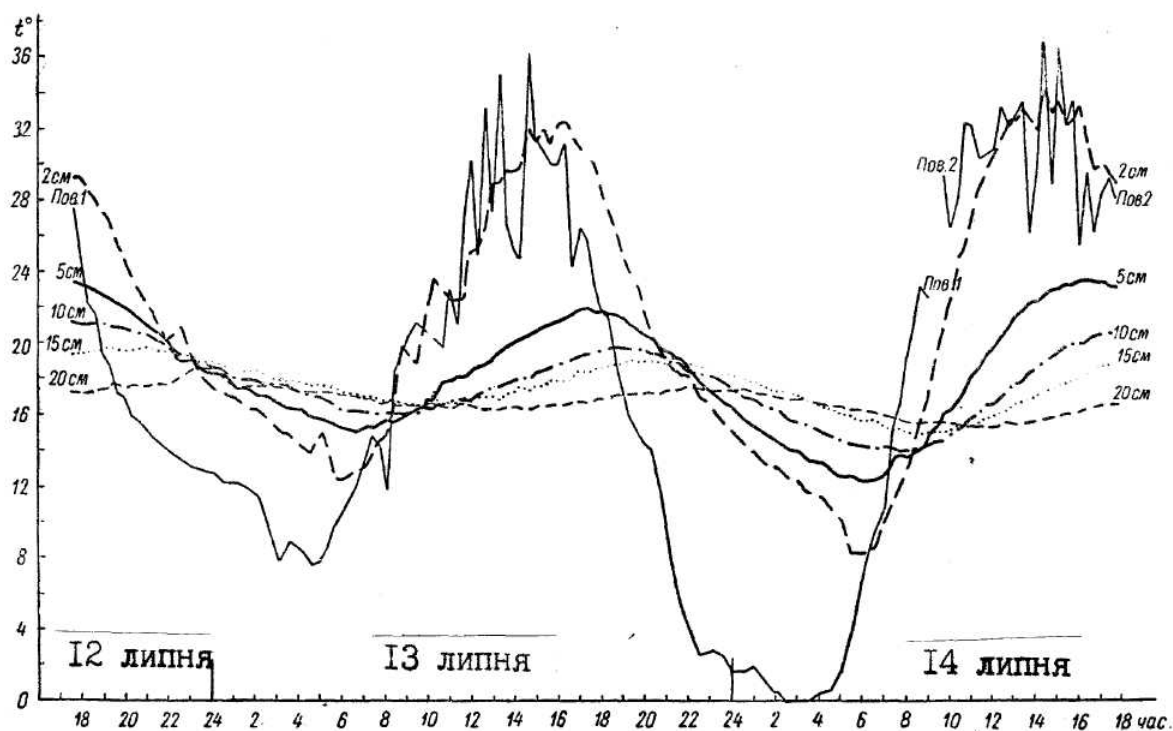


Рис. 6.2 – Розподіл температури в ґрунті: на поверхні (пов.) і на глибинах 2, 5, 10, 15 і 20 см. Колтуші. 12-14 липня 1948 р.

Таблиця 6.2 – Добові коливання температури ґрунту у середньому за рік. Павлівськ

Глибина, см	Амплітуда, °С	Час виникнення (година)	
		максимуму	мінімуму
Поверхня	14,1	13,2	3,4
20	2,7	18,2	8,1
40	1,0	23,7	12,8
80	0,2	7,0	19,0

Річні коливання температури поверхні ґрунту залежать від широти. В помірних та високих широтах максимум у річному ході температури поверхні ґрунту спостерігається у липні або серпні, мінімум – у січні або лютому. У тропічній зоні річний хід більш складний, оскільки великий вплив чинить хмарність. Спостереження показують, що ґрунт у середньому тепліше від повітря на декілька десятих градуса. Як і для добових коливань, амплітуда річного ходу зменшується з глибиною, але значно менше. За теорією глибина проникнення коливань, як було показано, повинна бути в 19 разів більшою

ніж добових коливань. Але насправді вона значно більша. У високих широтах річні коливання температури досягають глибини 5-10 м, у середніх та низьких широтах – 8-24 м, іноді – 30 м. У середньому, зсув по фазі річних коливань дорівнює 20-30 діб на кожний метр глибини.

Температура поверхні оголеного ґрунту влітку може мати великі значення. У тропіках, наприклад, відзначалась температура 82°C , у Середній Азії – 79°C . Взимку, коли велике значення має випромінювання, ґрунт під рослинністю має більш високу температуру, ніж ґрунт оголений. Проте, взимку головну роль грає сніговий покрив. По-перше, він має велике альbedo, тобто інтенсивно відбиває сонячну радіацію. По-друге, сніг випромінює теплову інфрачервону радіацію як абсолютно чорне тіло. Ці причини приводять до того, що радіаційний баланс снігу від'ємний. Тому, завдяки радіаційним втратам тепла снігова поверхня дуже охолоджується. Але сніг має малу теплопровідність, і температура всередині збільшується з глибиною. Це приводить до того, що температура поверхні ґрунту під снігом завжди більша ніж поверхні ґрунту, не покритого снігом.

Спостереження, проведені в Єкатеренбурзі, дали такі різниці температури поверхні оголеного ґрунту та ґрунту під природним покривом (зимою – під снігом, літом – під рослинністю):

місяць	I	II	III	IV	V	VI	VII
$T^{\circ}\text{C}$	-12,8	-9,9	-4,0	2,0	3,7	3,1	2,5
місяць	VIII	IX	X	XI	XII	Рік	
$T^{\circ}\text{C}$	1,6	0,5	-1,5	-4,4	-10,3	-2,6	

Сніг зберігає ґрунт від глибокого промерзання, а добові коливання температури у ньому можуть досягати лише 20-30 см. Навесні, на відміну від зими, завдяки снігу відбувається охолодження ґрунту, тому що тепло, яке приходить до поверхні снігу, витрачається на танення та випромінювання. Отже температура поверхні снігу вдень тримається біля 0°C , тоді коли поверхня оголеного ґрунту має більш високу температуру.

У лісному масиві формується два діяльних шари. Перший із них міститься у кронах дерев, другий – у ґрунті. Якщо ліс густий і висота дерев досягає 20-30 м, то до поверхні ґрунту доходить всього 2-7% сонячної радіації, яка приходить на верхню границю лісу. Це явище чинить великий вплив на формування вертикальних профілів температури в середині лісового масиву, характер якого залежить від густини та висоти розташування зеленої маси.

6.6 Особливості теплообміну атмосфери з поверхнею води

Переважає частина водної поверхні належить океанам. Тому особливості взаємодії атмосфери і поверхні води будемо розглядати на прикладі взаємодії атмосфери з океаном.

Розповсюдження тепла в океані суттєво відрізняється від теплообміну у ґрунті. Ці відмінності обумовлені, перш за все, великою теплопровідністю води, особливо у верхньому її шарі товщиною 50-100 м, яка майже у два рази більша за теплопровідність у ґрунті, великою об'ємною теплоємністю, проникненням сонячної радіації до значно більших глибин. Завдяки переліченим причинам, виникають більш складні порівняно з молекулярною теплопровідністю фізичні механізми теплообміну. Тепловміст води у шарі товщиною ξ обумовлюється радіаційним балансом, турбулентним потоком тепла, витратами тепла на випаровування. Крім того, теплообмін відбувається під впливом упорядкованих вертикальних рухів води та молекулярного потоку тепла. Ще одним важливим фактором, що впливає на тепловміст, є горизонтальний теплообмін, обумовлений адвекцією тепла океанічними течіями та турбулентними вихорами різного мезомасштаба. Всі ці механізми теплообміну мають суттєве значення за винятком молекулярного теплообміну.

Верхній шар океану за рахунок динамічного та теплового впливу атмосфери завжди знаходяться у турбулізованому стані. Найбільш інтенсивний приплив енергії турбулентності припадає на три ділянки спектра масштабів рухів в океані: крупномасштабний, мезомасштабний і дрібномасштабний. У перших двох ділянках спектру вплив атмосфери відбувається безпосередньо у формі додаткового припливу енергії до крупних вихорів з квазівертикальною віссю. У дрібномасштабній ділянці спектра спостерігається добре виявлений вплив вітру, який приводить до вертикального перемішування верхнього шару океану.

Великий турбулізуючий вплив чинять вітрові хвилі. Флуктуаційна складова поля швидкості відзначається збуреннями, обумовленими орбітальним рухом часток рідини та чисто турбулентними неупорядкованими пульсаціями. Внесок перших з них швидко зменшується з глибиною і практично стає рівним нулю на глибині 5-6 м. Таким чином, найбільше значення має дрібномасштабна турбулентність, яка виникає у дрейфовому русі поверхневих океанічних вод за рахунок передачі енергії вітру.

Атмосфера впливає на інтенсивність турбулентного перемішування океану не тільки шляхом передачі механічної енергії руху повітряних часток, але і за допомогою тепло – й вологообміну, для яких виявляється у формуванні певної стратифікації вод у поверхневому шарі океану.

Турбулентні вихорі у стійко стратифікованому шарі дисипірують. Нестійка стратифікація, навпаки, збільшує інтенсивність турбулентного перемішування, яке за певних умов може перейти у конвекцію.

Конвективні рухи в океані, як і в атмосфері виникають при нестійкій стратифікації густини. Вони мають чарункову структуру циркуляції з низхідними рухами в центрі чарунки й з висхідними на її периферії. При збільшенні товщини шару конвекції й різниці температури на її границях збільшується інтенсивність турбулентності, яка спотворює конвективні чарунки, що можуть перетворюватись у неупорядковану сукупність нестационарних струменів різної довжини, а також тонких шарів, що опускаються.

Під дією конвективного і турбулентного теплообміну відбувається вирівнювання температури й солоності у поверхневому шарі води, який називається квазіоднорідний шаром. Нижче цього шару температура води з глибиною швидко змінюється. Шар з різким змінюванням температури називається шаром сезонного термоклин. Найбільш виразно термоклин виявляється в період з липня по жовтень. У цей час товщина квазіоднорідного шару невелика й досягає 50 м. Із зростанням інтенсивності конвективних рухів та турбулентного перемішування у період з грудня по березень товщина квазіоднорідного шару зростає до 100-150 м, а сезонний термоклин стає менш виразним.

Розподілення температури з глибиною у сезонному термоклині може бути визначене за такою формулою:

$$T(\xi, t) = T_0 - (T_0 - T_H) \left(\frac{8}{3} \eta - 2\eta^2 + \frac{1}{3} \eta^4 \right), \quad (6.88)$$

де $\eta = \frac{\xi - h(t)}{H - h(t)}$, $T_0(t)$ - температура поверхні води (вона дорівнює

температурі квазіоднорідного шару); T_H - температура на глибині H - нижній границі діяльного шару; h - товщина квазіоднорідного шару. На більшій глибині температура води повільно зменшується з глибиною, наближаючись до постійної протягом року температури $2-4^{\circ}\text{C}$ на глибинах, нижче 300 м.

Розв'язання рівнянь (6.35) – (6.36) з граничною умовою (6.26) приводить до формули, що визначає амплітуду добових коливань температури на границі вода – повітря у такій формі:

$$A_g(0) = \frac{R_1}{\sqrt{\omega} (c_p^* \rho \sqrt{k} + c_g \rho_g \sqrt{k_g})} \left(\frac{1 + \epsilon - \sqrt{2\epsilon}}{1 + \epsilon^2} \right)^{1/2}. \quad (6.89)$$

В ній k_g - коефіцієнт турбулентної теплопровідності води,

$\epsilon = \left(\frac{\omega}{\alpha^2 k_g} \right)^{1/2}$, α - параметр, характеризуючий швидкість зменшення

радіаційного балансу з глибиною у воді.

Ця формула показує, що амплітуда добових коливань температури поверхні води зменшується в порівнянні з амплітудою добових коливань температури поверхні ґрунту. Зменшення амплітуди відбувається за рахунок таких ефектів: збільшення теплопровідності й теплоємності, випаровування води (c_p^* більш ніж в 3 рази перевищує c_p), поглинення сонячної радіації у воді. Вплив останнього фактора міститься в останньому множнику, який може приймати значення від 0,5 до 0,1. За рахунок перелічених факторів амплітуда добових коливань температури близько від поверхні води в 10-100 разів менша порівняно з амплітудою добових коливань температури поверхні ґрунту. Наприклад, амплітуда добових коливань температури повітря над океанами дорівнює у середньому $0,5^0$ С у тропічній й $0,1-0,2^0$ С у помірній зоні. На суші ці коливання температури досягають $15-20^0$ С й більше.

Як уже відзначалося, максимум температури повітря над сушею припадає на 13 годину місцевого часу, а мінімум – перед сходом Сонця. Над поверхнею води максимум і мінімум температури повітря відбувається на 2-3 години пізніше.

Амплітуда річного коливання температури повітря над океанами дорівнює $2-4^0$ С у тропічних широтах і $5-10^0$ С у помірній зоні. На суші вона досягає $30-40^0$ С і навіть більше. У водоймищах коливання температури поширюються в порівнянні з сушею до значно більших глибин. Помітні річні коливання температури води в $2-3^0$ С можуть спостерігатись на глибині декількох сотень метрів.

Великий вплив на теплообмін між атмосферою та океаном у полярних зонах чинять льодові поля. Щоб урахувати його, в рівнянні теплового балансу треба включити член, характеризуючий тепло кристалізації (чи танення). Влітку приховане та явне тепло над відкритою поверхнею води і льодом не дуже відрізняються. Взимку, завдяки тому, що вертикальні градієнти температури повітря поблизу поверхні відкритої води значно більші ніж над

льодом, потоки тепла у атмосферу від води на порядок перевищують потоки тепла від поверхні льоду.

Лід чинить вплив і на теплообмін у океані. При наявності полів льоду на поверхні океану потік тепла в океані завжди має напрямок з глибини до льоду. Тому він разом із теплом кристалізації підвищує температуру повітря. У холодну пору року, як показують розрахунки, потоки тепла кристалізації та потоки тепла до льоду з нижче розташованих шарів океану підвищують температуру повітря за добу на $3-4^{\circ}\text{C}$ над тонким льодом і на $1-2^{\circ}\text{C}$ над паковим.

ВОДА В АТМОСФЕРІ

1 Перенос водяної пари в атмосфері

1.1 Фізичні властивості води, льоду і водяної пари

Водяна пара на відміну від інших газів, що складають атмосферу, при температурах повітря, які спостерігаються в атмосфері, може змінювати свій агрегатний стан, переходячи у рідкий (воду), чи твердий стан (лід). Все це різні фази води, тобто фізично однорідні частини системи, які здатні переходити із одного стану в інший (рис.1.1). Як вже зазначалось, для кожного газу існує критична температура $T_{кр}$. Якщо $T > T_{кр}$, то газ не може перейти в інший фазовий стан, незважаючи на те, при якому атмосферному тиску він перебуває. Для водяної пари $t_{кр} = 374^{\circ} \text{C}$. Звичайно, що в атмосфері $T < T_{кр}$. Ця властивість водяної пари визначає специфічні характеристики різних фаз води. Основні з них полягають у тому, що:

– майже для всіх речовин при зменшенні температури густина зростає, у тому числі й при твердненні. Вода має найбільшу густину 1 г/см^3 при $t = 4^{\circ} \text{C}$. При зміні температури в той чи інший бік густина води зменшується. Замерзання води приводить до стрибкоподібного зменшення густини. При $t = 0^{\circ} \text{C}$ густина льоду $\rho_{л} = 0,91 \text{ г/см}^3$;

– теплоємність рідких речовин при їх замерзанні змінюються незначно. Для льоду питома теплоємність $c_{л} = 2114 \frac{\text{Дж}}{(\text{кг} \cdot \text{К})}$ що складає приблизно половину питомої теплоємності води, яка дорівнює $c_{в} = 4186,8 \frac{\text{Дж}}{(\text{кг} \cdot \text{К})}$;

– температура замерзання та кипіння води значно вища, ніж у інших хімічних сполук, що знаходяться в рідкому стані;

– питома теплота плавлення $L_{пл} = 324 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$;

– вода характеризується високою хімічною активністю та розчиною здатністю;

– поверхневий натяг води ($\sigma = 72,8 \text{ мДж/м}$ при $t = 20^{\circ} \text{C}$) більший ніж у інших рідин;

– густина води й льоду при зміні температури змінюються незначно. При розв'язку задач фізики атмосфери їх можна вважати

постійними, на відміну від задач фізики океану, де змінення густини води треба обов'язково враховувати;

– питому теплоємність водяної пари можна вважати незалежною від температури ($c_{vл} = 1386 \frac{\text{Дж}}{(\text{кг}\cdot\text{К})}$; $c_{рл} = 1846 \frac{\text{Дж}}{(\text{кг}\cdot\text{К})}$);

– при безпосередньому переході водяної пари до льоду, тобто при процесі сублімації, $L_c = 2837 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$ і практично не залежить від температури.

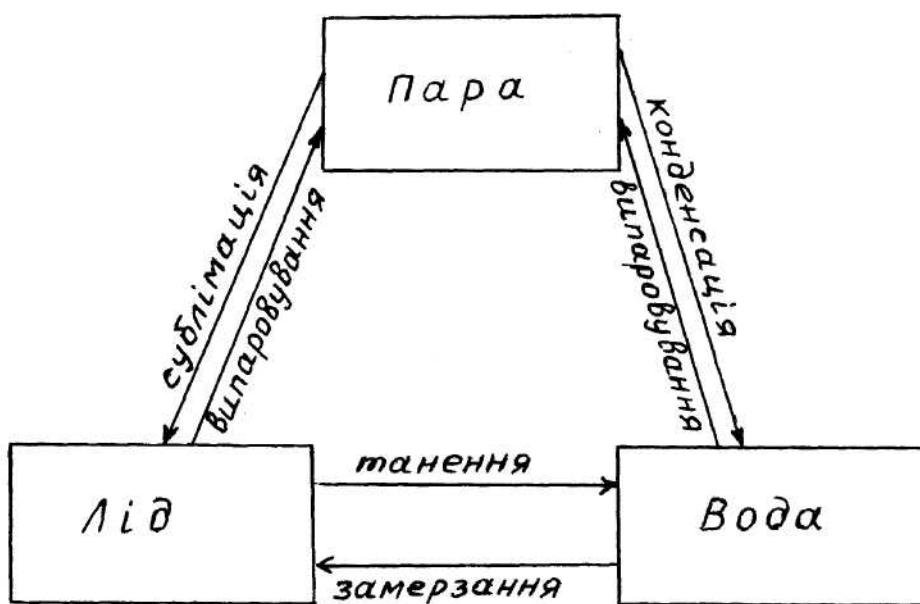


Рис. 1.1 – Фазові стани води

Як було показано вище, парціальний тиск насиченої водяної пари залежить від температури. Ця залежність визначається рівнянням Клаузіуса-Клапейрона

$$\frac{dE}{dT} = \frac{LE}{R_n T^2}. \quad (1.1)$$

Проінтегруємо рівняння (1.1) у границях від T_0 , E_0 до T , E . Будемо мати:

$$\ln \frac{E}{E_0} = \frac{L}{R_n} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \quad (1.2)$$

або

$$E = E_0 e^{\frac{L}{R_n} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right)}. \quad (1.3)$$

При $T_0 = 273,15 \text{ K}$ $E_0 = 6,1078 \text{ гПа}$. Підставивши значення L та R_n , після переходу до десяткового логарифму отримаємо:

$$E = E_0 \cdot 10^{\frac{8,61503t}{273,15+t}}, \quad (1.4)$$

де t - температура за шкалою Цельсія. Аналогічні формули шляхом заміни L на L_c можна отримати і для тиску насичення над поверхнею льоду E_L :

$$\ln \frac{E_L}{E_0} = \frac{L_c}{R_n} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \quad (1.5)$$

або

$$E_L = E_0 \cdot 10^{\frac{9,76421t}{273,15+t}}. \quad (1.6)$$

При практичних розрахунках можна використовувати й формулу Магнуса

$$E = E_0 \cdot 10^{\frac{at}{e+bt}}, \quad (1.7)$$

яка має таку ж саму структуру, як і формули (1.3) і (1.6), але відрізняється від них чисельними коефіцієнтами. У ній коефіцієнти дорівнюють для води відповідно 7,63 і 241,9, для льоду 9,5 і 265,5.

Графік залежності тиску насичення від температури міститься на рис. 1.2. У точці 0 на графіку, що має координати $T_0 = 273,16 \text{ K}$ ($t = 0,01 \text{ C}$); $E_0 = 6,1114 \text{ гПа}$, всі три фази води знаходяться у стані рівноваги. Ця точка носить назву потрійної точки. При додатних температурах, тобто вище температури плавлення, вода може знаходитись лише у рідкому та газоподібному станах. Крім потрійної точки крива $E = E(t)$ проходить через точку $T = 373,15 \text{ K}$ ($t = 100^0 \text{ C}$) і $E = 1013,2 \text{ гПа}$ - точку кипіння при нормальному атмосферному тиску та критичну точку K з координатами: $T_k = 647,15 \text{ K}$ ($t = 374^0 \text{ C}$) і $E_k = 221000 \text{ гПа}$.

Розглянемо точки A, B і C , для яких парціальний тиск водяної пари дорівнює відповідно e_A , e_B і e_C . У точці C , очевидно, водяна пара і вода знаходяться у рівновазі ($e_C = E$). Тиск пари у точці A менше тиску насичення ($e_A < E$). За таких умов відбувається випаровування води. Якщо умови постійності температури й тиску водяної пари зберігаються, то випаровування буде продовжуватись до тих пір, доки вода не обернеться у

водяну пару. Навпаки, у точці B , для якої $e_B > E$, буде відбуватись конденсація водяної пари.

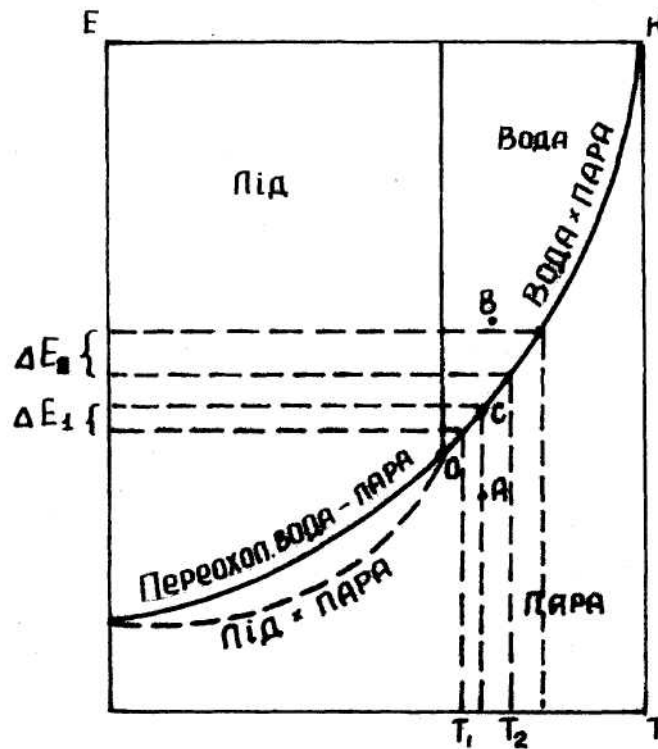


Рис. 1.2 – Залежність тиску насичення від температури та фазового стану поверхні, що випаровує

При температурах, нижчих ніж у потрійній точці, вода може знаходитись як у твердому (лід), так й у рідкому станах. При цьому, стан переохолодженої води може бути досить стійким.

Треба підкреслити, що при від’ємних температурах тиск насичення над поверхнею льоду менший, ніж над поверхнею переохолодженої води, тому що сили зчеплення молекул водяної пари з молекулами води менші від сил зчеплення їх з молекулами льоду. Це приводить до того, що при тій же температурі рівноважний тиск водяної пари над поверхнею переохолодженої води більший, ніж над поверхнею льоду. Область, що розташована між кривими тиску насиченої водяної пари над переохолодженою водою і льодом, відповідає або газоподібному стану, коли в атмосфері є охолоджена вода, або твердому стану, коли в атмосфері є лід.

Однією із характерних властивостей часток твердої або рідкої фаз є поверхневий натяг. На поверхні розділу, наприклад, води і водяної пари є шар молекул, який значно відрізняється за своїми властивостями від інших шарів молекул у воді. Молекули, що розташовуються у середині води, зазнають рівномірну дію із боку оточуючих молекул. Рівнодіюча цих

молекулярних сил дорівнює нулю. Дія молекулярних сил на молекули, що розташовані на границі розділу двох середовищ, суттєво відрізняється. У цьому випадку сили спрямовані у середину поверхні. Отже, на границі двох фаз зосереджується надлишок енергії відносно енергії тих об'ємних частин, які утворюють поверхневий шар.

Очевидно,

$$u_c = u_1 + u_2 + u', \quad (1.8)$$

де u_c - енергія (потенціал) усієї системи,
 u_1 - енергія (потенціал) водяної пари (фаза 1),
 u_2 - енергія (потенціал) води (фаза 2),
 u' - надлишок енергії.

Звідси надлишок енергії дорівнює

$$u' = u_c - (u_1 + u_2). \quad (1.9)$$

Питома поверхнева енергія, яка відповідає роботі утворення одиниці поверхневого шару, визначається як відношення надлишку енергії до площі поверхні розділу F

$$\sigma = \frac{u'}{F} = \frac{u_c - (u_1 + u_2)}{F} \quad (1.10)$$

і називається поверхневим натягом. Він чисельно дорівнює роботі, яка потрібна, щоб витягти з води і водяної пари кількість молекул, необхідну для утворення 1 м^2 поверхневого шару води. Поверхневий натяг залежить від температури. Ця залежність для води має вигляд:

$$\sigma = \sigma_0(1 - 0.002t), \quad (1.11)$$

де $\sigma_0 = 75,64 \frac{\text{мДж}}{\text{м}^2}$ - поверхневий натяг при температурі $t = 0^\circ \text{ С}$.

Комплекс із п'яти молекул H_2O можна розглядати як сформовану ембріональну краплину, оскільки з молекулою, що знаходиться у середині цього комплексу, не може безпосередньо зв'язуватись жодна інша молекула водяної пари. У ньому всі крайні молекули утримуються силами зчеплення з центральною молекулою, яка ізольована від вільних молекул водяної пари. Але в такому комплексі $(\text{H}_2\text{O})_5$ поверхневі сили ще не можуть бути стійкими, оскільки відрив навіть однієї молекули руйнує зазначену симетрію.

1.2 Турбулентний потік й приплив водяної пари в атмосфері

Водяна пара розповсюджується в атмосфері завдяки атмосферним рухам, які складаються з упорядкованого переносу з швидкістю C (u, v, w) та турбулентних пульсацій. Молекулярна дифузія відіграє роль лише безпосередньо біля випаровуючої поверхні, тобто у в'язкому підшарі товщиною в декілька міліметрів.

Розглянемо спочатку турбулентний потік водяної пари. При рухах у вертикальному напрямку турбулентного моля в ньому залишається незмінною та задовольняє усім постулатам напівемпіричної теорії турбулентності масова частка водяної пари. Інші характеристики вологості (абсолютна та відносна вологість, парціальний тиск, точка роси) при рухах часток повітря змінюються. Отже, розглядаючи у якості субстанції масову частку водяної пари s , можна записати для вертикального турбулентного потоку водяної Q_z таке рівняння:

$$Q_z = k\rho \frac{\partial s}{\partial z}, \quad (1.12)$$

де k - коефіцієнт турбулентності, або турбулентної дифузії водяної пари у вертикальному напрямку. Вважають, що він дорівнює звичайному коефіцієнту турбулентності. Таким же чином можна записати рівняння для горизонтальної турбулентної дифузії

$$Q_x = -k'\rho \frac{\partial s}{\partial x}, \quad (1.13)$$

$$Q_y = -k'\rho \frac{\partial s}{\partial y}. \quad (1.14)$$

У рівняннях (1.13), (1.14) k' - коефіцієнт горизонтальної турбулентної дифузії.

Виділимо в атмосфері елементарний об'єм повітря з площею перерізу 1 м^2 і висотою dz . Нехай на рівні z потік водяної пари дорівнює Q_z , а на рівні $z + dz$ є $Q_z + dQ_z$. Тоді за одиницю часу у виділеному об'ємі залишається маса водяної пари, що дорівнює:

$$Q_z - (Q_z + dQ_z) = -dQ_z \quad (1.15)$$

Це і є приплив водяної пари до об'єму у вертикальному напрямку. Ураховуючи формулу (1.12), маємо:

$$-dQ_z = -\frac{\partial Q_z}{\partial z} dz = \frac{\partial}{\partial z} \left(k\rho \frac{\partial s}{\partial z} \right) dz. \quad (1.16)$$

Приплив водяної пари до одиниці маси повітря дорівнює, очевидно,

$$-\frac{1}{\rho dz} dQ_z \frac{1}{\rho} \left(k \rho \frac{\partial s}{\partial z} \right). \quad (1.17)$$

Таким же чином можна знайти турбулентні припливи водяної пари до одиниці маси повітря у напрямках осей ox і oy . Вони дорівнюють відповідно:

$$-\frac{1}{\rho dx} dQ_x \frac{1}{\rho} \left(k' \rho \frac{\partial s}{\partial x} \right), \quad (1.18)$$

$$-\frac{1}{\rho dy} dQ_y \frac{1}{\rho} \left(k' \rho \frac{\partial s}{\partial y} \right). \quad (1.19)$$

Приплив водяної пари в турбулентній атмосфері приведе до змінення масової частки пари s . Будемо вважати, що виділений об'єм рухається в атмосфері. Тоді змінення масової частки пари за одиницю часу буде характеризуватись індивідуальною похідною $\frac{ds}{dt}$. Отже.

$$\frac{ds}{dt} = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{dQ_z}{dz} + \frac{dQ_x}{dx} + \frac{dQ_y}{dy} \right)$$

або

$$\frac{ds}{dt} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left(k' \rho \frac{\partial s}{\partial y} \right) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(k \rho \frac{\partial s}{\partial z} \right). \quad (1.20)$$

Якщо перейти тепер до локальної похідної, то отримаємо рівняння припливу водяної пари у турбулентній атмосфері в формі:

$$\begin{aligned} \frac{ds}{dt} = & - \left(u \frac{\partial s}{\partial x} + v \frac{\partial s}{\partial y} \right) - w \frac{\partial s}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left(k \rho \frac{\partial s}{\partial x} \right) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left(k' \rho \frac{\partial s}{\partial y} \right) + \\ & + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(k \rho \frac{\partial s}{\partial z} \right). \end{aligned} \quad (1.21)$$

Припливи водяної пари, що обумовлюються горизонтальними турбулентними пульсаціями, значно менші, ніж інші члени правої частини рівняння (1.21). Тому можна ними знехтувати. Тоді

$$\frac{ds}{dt} = - \left(u \frac{\partial s}{\partial x} + v \frac{\partial s}{\partial y} \right) - w \frac{\partial s}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(k \rho \frac{\partial s}{\partial z} \right). \quad (1.22)$$

Із рівняння (1.22) випливає, що масова частка водяної пари у деякій точці простору змінюється у часі під впливом горизонтальної адвекції водяної

пари, упорядкованих вертикальних рухів повітря та вертикальної турбулентної дифузії.

Якщо направити вісь ox уздовж потоку повітря ($u > 0; v = 0$), то масова частка водяної пари у визначеній точці зростає до області, де воно має меншу вологість, тобто коли $\frac{\partial s}{\partial x} < 0$, і навпаки. Масова частка пари буде зростати при висхідних упорядкованих рухах повітря ($w > 0$), якщо вона в атмосфері зменшується з висотою $\left(\frac{\partial s}{\partial z} < 0\right)$. При низхідних рухах повітря у

випадку такого ж розподілу масової частки водяної пари відбувається зменшення за часом масової частки пари у визначеній точці простору. Нарешті, масова частка у цій точці збільшується, якщо відбувається турбулентний приплив водяної пари, тобто коли останній член правої частини рівняння (1.22) додатний.

Треба підкреслити, що рівняння (1.22) описує приплив водяної пари в турбулентній атмосфері для ненасиченого повітря. Випадки насиченого повітря будуть розглянуті пізніше.

1.3 Розподіл вологості в приземному шарі. Випаровування, випарність

Як вже відомо, приземний шар відіграє значну роль у процесах теплообміну між атмосферою та землею поверхнею. Але його значення цим не обмежується. У приземному шарі формуються потоки водяної пари, які приводять до утворення хмар. Розглянемо, як змінюється з висотою у приземному шарі масова частка водяної пари. Для цього проінтегруємо обидві частини рівняння (1.22) по змінній z

$$\int_0^z \rho \frac{\partial S}{\partial t} dz = - \int_0^z \rho \left(u \frac{\partial s}{\partial x} + v \frac{\partial s}{\partial y} \right) dz - \int_0^z \rho w \frac{\partial s}{\partial z} dz + \rho k \frac{\partial s}{\partial z} - \rho k \frac{\partial s}{\partial z} \Big|_{z=0} \quad (1.23)$$

Розглянемо кожен член цього рівняння. По-перше, останній доданок правої частини

$$-\rho k \frac{\partial s}{\partial z} \Big|_{z=0} = Q_{z_0} \quad (1.24)$$

це турбулентний потік пари на підстильній поверхні в атмосферу або, інакше кажучи, випаровування водяної пари з цієї поверхні. Отже, випаровуванням або швидкістю випаровування називають масу води, яка випаровується за одиницю часу з одиничної поверхні. Розмірність швидкості випаровування – $\text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$. Частіше за все, випаровування

розраховується за більш тривалі проміжки часу (годину, добу, місяць) у міліметрах шару води, який випаровується в зазначений проміжок часу. Густина води, як зазначалося вище, практично не відрізняється від 1 г/см^3 . Тому

$$Q_{z_0} \frac{\text{кг}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}} = Q_{z_0} \frac{\text{мм}}{\text{с}}.$$

Це співвідношення справедливе для будь-якої одиниці часу.

Передостанній член рівняння (1.23) характеризує турбулентний потік водяної пари на висоті z . Другий член правої частини нехтовно малий, тому що у приземному шарі $\bar{w} \approx 0$. Проведемо оцінку лівої частини цього рівняння. Використовуючи відому теорему про середнє, маємо:

$$\int_0^z \rho \frac{\partial s}{\partial z} dz \approx \bar{\rho} \frac{\partial s}{\partial t} z.$$

Прийmemo $\bar{\rho} = 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3$ і будемо вважати, що за 12 годин масова частка змінилась на 5‰, тобто $\bar{\partial s} = 5‰ = 5 \cdot 10^{-3} \text{ г/г}$.

Тоді

$$\frac{\partial s}{\partial t} = \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{5 \cdot 10^{-3}}{12,3600 \text{ с}} = 1,4 \cdot 10^{-7} \text{ с}^{-1}.$$

Якщо прийняти, що $z = 50 \text{ м} = 5 \cdot 10^3 \text{ см}$, то будемо мати

$$\int_0^z \rho \frac{\partial s}{\partial z} dz \cong 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3 \cdot 1,4 \cdot 10^{-7} \text{ с}^{-1} \cdot 5 \cdot 10^3 \text{ см} = 8,4 \cdot 10^{-7} \frac{\text{г}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}.$$

Перший член правої частини рівняння (1.23) має такий самий порядок, як і член, що розташовується ліворуч у рівнянні (1.23). Крім того, вони мають однакові знаки. Отже, якщо перенести його в ліву частину, то різниця цих членів буде мати порядок, який не перебільшує отриманий вище порядок лівої частини цього рівняння.

Припустимо тепер, що за добу випаровуються 4 мм шару води. Тоді

$$Q_{z_0} = \frac{4 \text{ мм}}{24 \cdot 3600 \text{ с}} = 4,6 \cdot 10^{-5} \frac{\text{мм}}{\text{с}} = 4,6 \cdot 10^{-6} \frac{\text{г}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}.$$

Таким чином, проведені оцінки показують, що всіма членами рівняння (1.23), окрім двох останніх, можна знехтувати, що приводить нас до рівняння:

$$Q_{z_0} = -\rho k \frac{\partial s}{\partial z}. \quad (1.25)$$

Рівняння (1.25) свідчить про те, що у межах приземного шару не змінюється не тільки турбулентний потік тепла, що нам вже відомо, але й турбулентний потік водяної пари, який дорівнює випаровуванню.

Проінтегруємо тепер рівняння (1.25) по змінній z . Отримаємо, якщо вважати, що $\rho = \rho_0$ і що коефіцієнт турбулентності змінюється за лінійним законом,

$$\int_0^z \frac{\partial s}{\partial z} dz = -\frac{Q_{z_0}}{\rho_0 a} \int_0^z \frac{d(k_0 + az)}{k_0 + az}, \quad (1.26)$$

або

$$s(z) = s_0 - \frac{Q_{z_0}}{\rho_0 a} \ln \frac{k_0 + az}{k_0}. \quad (1.27)$$

Значення масової частки водяної пари біля поверхні землі отримати дуже важко. Тому знайдемо по формулі (1.27) значення $s(z)$ на деякій висоті z_2 (наприклад, $z = 2$ м)

$$s_2 = s_0 - \frac{Q_{z_0}}{\rho_0 a} \ln \frac{k_0 + az_2}{k_0} \quad (1.28)$$

та віднімемо від рівняння (1.45) рівняння (1.28)., Якщо мати на увазі, що $k_0 = az_0$, де z_0 - параметр шорсткості, отримаємо

$$s(z) = s_2 - \frac{Q_{z_0}}{\rho_0 a} \ln \frac{z + z_0}{z_2 + z_0}. \quad (1.29)$$

Формула (1.29) характеризує логарифмічний вертикальний профіль масової частки водяної пари у приземному шарі атмосфери. Вона свідчить про те, що масова частка з висотою падає, якщо $Q_{z_0} > 0$, тобто, коли відбувається випаровування водяної пари з підстильної поверхні, і збільшується, коли $Q_{z_0} < 0$. Останнє можливо, коли водяна пара на поверхні землі конденсується.

Рівняння (1.28) дає можливість одержати розрахункову формулу для швидкості випаровування, якщо випаровування відбувається з поверхні водоймища. У цьому випадку $s_0 = s_m(T_0, p_0)$, тобто дорівнює масовій частці насиченої пари при температурі поверхні води T_0 . Розв'яжемо рівняння (1.28) відносно Q_{z_0} .

$$Q_{z_0} = -\rho_0 (s_2 - s_0) \frac{a}{\ln \frac{z_2 + z_0}{z_0}}. \quad (1.30)$$

У розділі – „Основи динаміки атмосфери” було показано, що параметр a дорівнює

$$a = \frac{\alpha^2 c_3}{\ln \frac{z_3 + z_0}{z_0}}, \quad (1.31)$$

де α - стала Кармана, c_3 - швидкість вітру на деякій висоті z_3 , що розташовується між поверхнею води і висотою z_2 . Якщо підставити формулу (1.31) до формули (1.30), то прийдемо до формули:

$$Q_{z_0} = -\rho_0 \alpha_s c_3 (s_2 - s_0). \quad (1.32)$$

де

$$\alpha_s = \frac{\alpha^2}{\ln \frac{z_3 + z_0}{z_0} \cdot \ln \frac{z_2 + z_0}{z_0}} \quad (1.33)$$

коефіцієнт вологообміну.

Отже, якщо значення s_0 і s_2 відомі, то формула (1.32) дає можливість розрахувати швидкість випаровування з поверхні водоймища (моря, водосховищ, великих озер).

У формулі (1.32) можна замість s використати відповідні значення парціального тиску водяної пари. Тоді вона буде мати вид:

$$Q_{z_0} = \epsilon_1 c_3 (E_0 - e_2), \quad (1.34)$$

де E_0 - тиск насичення при температурі поверхні води T_0 , e_2 - тиск водяної пари на висоті z_2 , $\epsilon_1 = 0,622 \frac{\alpha \rho_0}{p_0}$. Формула (1.34) називається формулою Дальтона. Вона може використовуватись і для розрахунків швидкості випаровування з поверхні снігу. Але в цьому разі замість E_0 треба брати тиск насичення над льодом E_l при температурі снігової поверхні. При однакових інших умовах швидкість випаровування з поверхні снігу менша ніж з поверхні води, оскільки $E_l < E_0$. Коефіцієнт ϵ_1 формули (1.34) для снігу залежить від параметра шорсткості z_0 . Ця залежність така:

z_0 см	0,05	0,25	0,60
ϵ_1	0,0051	0,077	0,0103

Для районів з усталеним сніговим покривом $z_0 = 0,05$ см, з неусталеним - $z_0 = 0,25$ см, а при наявності над снігом стерні або стеблів рослин - $z_0 = 0,60$ см. Якщо використати приведені вище значення коефіцієнта α_1 , то формула (1.34) дає швидкість випаровування в мм/годину. Експериментально встановлено, що при однакових станах приземного шару атмосфери швидкість випаровування з поверхні старого тугого снігу й особливо льоду значно більша ніж з поверхні розсипчастого снігу. Пояснити це можна тим, що лід й тугий сніг мають більшу теплопровідність. Оскільки в таких умовах температура зростає з глибиною, потік тепла з глибини, а разом з ним і температура поверхні льоду й тугого снігу, більші ніж відповідні їх значення у випадку розсипчастого снігу.

У деяких випадках на поверхні снігу відбувається сублімація водяної пари. Тоді, очевидно, $Q_{z_0} < 0$. Це можливо, коли $e_2 > E_L$.

Для визначення швидкості випаровування з поверхні суші та води може використовуватись рівняння теплового балансу діяльного шару

$$R = P_0 + P'_0 + Q_\mu. \quad (1.35)$$

Дослідження показали, що турбулентний потік тепла P_0 і втрати тепла на випаровування $P'_0 = LQ_{z_0}$ зв'язані між собою. Цей зв'язок визначається співвідношенням Боуена

$$B_0 = \frac{P_0}{LQ_{z_0}} = \frac{c_p}{L} \frac{T_2 - T_0}{s_2 - s_0}. \quad (1.36)$$

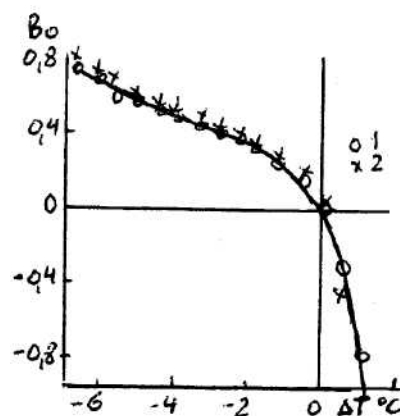


Рис. 1.3 – Залежність співвідношення Боуена від різниці температур повітря і води при швидкості вітру 8 м/с (1) і 16 м/с (2)

Це співвідношення можна використати для переходу від одного потоку тепла до іншого. Співвідношення Боуена залежить від контрасту між температурою підстильної поверхні й повітря. Ця залежність зображена на рис. 1.3. Видно, що коли температура повітря менша ніж температура випаровуючої поверхні ($T_2 < T_0$), число $B_0 > 0$. Зі збільшенням контрасту температури воно повільно зростає, навпаки, коли повітря тепліше, ніж випаровуючи поверхня, число $B_0 < 0$ й змінюється значно швидше при збільшенні контрасту температури порівняно з попереднім випадком.

Якщо підставити число Боуена (1.36) до рівняння теплового балансу й розв'язати його відносно швидкості випаровування, то отримаємо таку формулу:

$$Q_{z_0} = \frac{R - Q_\mu}{L(1 + B_0)}. \quad (1.37)$$

Вимірюючи радіаційний баланс R й розраховуючи молекулярний потік тепла у ґрунт Q_μ , за допомогою формули (1.37) можна визначити швидкість випаровування.

Із формули (1.35) випливає, що у випадку, коли теплообмін між діяльним шаром, атмосферою і більш глибокими шарами ґрунту відсутній, весь потік радіації витрачається на випаровування, тобто:

$$R = L(Q_{z_0})_{\max}. \quad (1.38)$$

Оцінка максимальних значень випаровування має велике значення для розрахунків водного режиму водоймищ і норм зрошування. Для порівняння швидкості випаровування з максимально можливою в умовах того чи іншого географічного району використовується поняття випарність. Випарністю називають кількість води, яка могла б випаровуватися з поверхні суші у даній місцевості при необмеженому запасі вологи у ґрунті. У районах з надмірним зволоженням фактичне випаровування близьке до випарності. У засушливих районах випаровування значно менше ніж випарність.

2 Загальні умови фазових переходів води в атмосфері

2.1 Умови утворення зародкової краплі у гомогенному середовищі водяної пари

У середовищі водяної пари безперервно відбувається утворення та руйнування комплексів молекул. Деякі з них можуть мати властивості зародкової краплі. Елементарний зародок, або ембріональна краплина, може бути стійким і збільшуватись з часом, або нестійким і руйнуватись. Виникає питання, за яких умов зародок стає стійким.

Будемо вважати, по-перше, що процес відбувається у гомогенному середовищі водяної пари, тобто при відсутності будь-яких аерозольних часток, по-друге, що водяна пара знаходиться у метастабільному стані. Метастабільним називають такий стан водяної пари, коли вона може перейти границю стійкості, при якій вона існує у рівновазі з новою (рідкою) фазою. Для утворення зародка нової фази необхідно витратити роботу W . Ця робота повинна витратитись на подолання поверхневого натягу частки, що утворюється, і може розглядатись як міра стійкості зародка і дорівнює

$$W = \frac{1}{3} \sigma F, \quad (2.1)$$

де F площа поверхні зародка.

Якщо вважати, що зародок має форму сфери з радіусом r , то

$$W = \frac{4}{3} \sigma \pi r^2 \quad (2.2)$$

Зародок буде у стійкому стані, коли буде виконуватись нерівність $W > W_{кр}$, де $W_{кр}$ - критичне значення роботи. У такому випадку він буде знаходитись у рівновазі з метастабільною фазою водяної пари. Оскільки σ - певна величина, то із зазначеної нерівності виходить $F \geq F_{кр}$ і $r \geq r_{кр}$. Виникає питання, якими фізичними умовами обумовлюється критичний радіус краплі.

Розглянемо замкнену систему при абсолютній температурі T , що містить водяну пару з тиском e , й одну краплю води радіусом r , яка складається з g молекул. Взаємодіючі молекули мають потенціал (або взаємну потенціальну енергію), який залежить від фази. Оскільки крапля утворюється із g молекул, загальне змінювання вільної енергії системи u дорівнює:

$$u = (\Phi_2 - \Phi_1)g + 4\pi r^2 \sigma, \quad (2.3)$$

де Φ_1 і Φ_2 - питомі термодинамічні потенціали фаз. Другий член правої частини формули (2.3) має сенс енергії, яка витрачається для утворення поверхні. Позначимо

$$\alpha = \frac{4\pi r^2 \sigma}{g^{2/3}}. \quad (2.4)$$

Тоді формула (2.3) буде мати вигляд:

$$u = (\Phi_2 - \Phi_1)g + \alpha g^{2/3}. \quad (2.5)$$

Графік функції (2.5) представляється на рис. 2.1. Крива 1 відповідає стану насичення над плоскою поверхнею рідкої фази, коли $\Phi_2 = \Phi_1$, а крива 2 – стану пересичення, для якого $\Phi_1 > \Phi_2$. У останньому випадку максимум вільної енергії системи спостерігається, коли число молекул g досягає критичного значення $g_{кр}$. Якщо зародок має такий критичний розмір, то він знаходиться у рівновазі з парою, хоча така рівновага нестійка. Після перевищення критичного розміру краплина буде зростати зі зменшенням вільної енергії, намагаючись стати ще більшою. У випадку, коли фаза пару термодинамічно стійка $\Phi_1 < \Phi_2$, зародок нової фази досягає порівняно невеликих розмірів, потім руйнується.

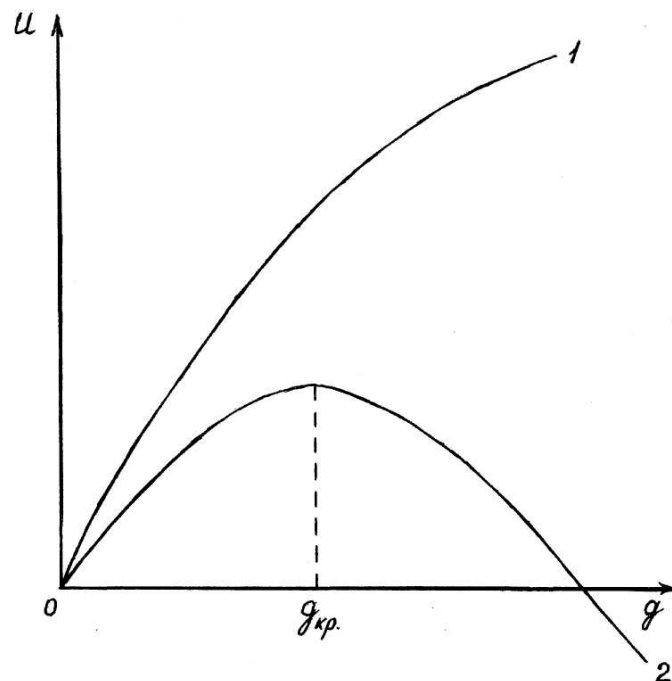


Рис. 2.1 – Вільна енергія краплі, що складається з g молекул;
 1 – стан насичення; 2 – стан пересичення;
 $g_{кр}$ – критична кількість молекул

Для того, щоб знайти $g_{кр}$, визначимо екстремум функції (2.5).
Очевидно,

$$\frac{du}{dg} = \Phi_2 - \Phi_1 + \frac{2}{3} \alpha g^{-1/3} = 0,$$

звідки

$$\Phi_2 - \Phi_1 = -\frac{2}{3} \alpha g_{ек}^{-1/3}$$

або, використовуючи (2.4)

$$\Phi_2 - \Phi_1 = -\frac{8\pi r_{ек}^2 \sigma}{3g_{ек}}. \quad (2.6)$$

Легко показати, що друга похідна функції (2.5) менша нуля, тобто точка екстремуму є точка максимуму функції. Таким чином,

$$g_{ек} = g_{кр}, \quad r_{ек} = r_{кр}. \quad (2.7)$$

З молекулярно-кінетичної теорії відомо, що

$$g = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_k \frac{N}{\mu}, \quad (2.8)$$

де ρ_k - густина сконденсованої фази, $N = 6,025 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹ (число Авогадро), μ - молекулярна маса. Якщо підставити формулу (2.8) у рівняння (2.6) при умові (2.7), то отримаємо

$$\Phi_2 - \Phi_1 = \frac{2\sigma\mu}{r_{кр} \rho_k N}. \quad (2.9)$$

Розглянемо два випадки:

а) Парціальний тиск водяної пари змінюється на de при $T = const$. Тоді, якщо V_1 - об'єм який займає кожна молекула у фазі пари, то змінення її вільної енергії дорівнює:

$$d\Phi_1 = V_1 de.$$

Для такого ж змінення тиску у рідкій фазі змінення вільної енергії кожної молекули буде

$$d\Phi_2 = V_2 de,$$

де V_2 - об'єм, що займає кожна молекула у рідкій фазі.

Звідси

$$d(\Phi_1 - \Phi_2) = (V_1 - V_2) de \approx V_1 de,$$

оскільки k - стала Больцмана.

Отже,

$$d(\Phi_1 - \Phi_2) = \frac{kT}{e} de. \quad (2.10)$$

Інтеграл диференціального рівняння (2.10) є

$$\Phi_1 - \Phi_2 = kT \ln e + c. \quad (2.11)$$

Довільну сталу c визначимо при такій умові: нехай $e = E$ - тиск насиченої пари над плоскою поверхнею сконденсованої води (крива 1, рис. 2.1), тоді $\Phi_1 = \Phi_2$ і $c = -kT \ln E$.

Таким чином,

$$\Phi_1 - \Phi_2 = kT \ln \frac{e}{E} \quad (2.12)$$

і, якщо урахувати рівняння (2.9),

маємо

$$r_{кр} = \frac{2\sigma\mu}{\rho_k NkT \ln \frac{e}{E}}. \quad (2.13)$$

Оскільки $Nk = R^*$ - універсальна газова стала, а $\frac{R^*}{\mu} = R_n$ - питома газова стала водяної пари, то

$$r_{кр} = \frac{2\sigma}{\rho_k R_n T \ln \frac{e}{E}}. \quad (2.14)$$

Рівняння (2.14) називається рівнянням Фолмера-Гіббса.

б) Нехай при $e = const$ температура змінюється на dT . Тоді

$$d(\Phi_1 - \Phi_2) = -\frac{L}{T} dT, \quad (2.15)$$

де L - питома теплота конденсації (пароутворення).

Проінтегруємо диференціальне рівняння (2.15) від T_H до T , де T_H - температура насичення. Будемо мати:

$$\Phi_1 - \Phi_2 = L \ln \frac{T_H}{T}. \quad (2.16)$$

Комбінуючи формули (2.9) і (2.16) отримаємо:

$$r_{кр} = \frac{2\sigma\mu}{\rho_k N L \ln \frac{T_H}{T}}. \quad (2.17)$$

Формули (2.14) і (2.17) показують, що для утворення нової фази обов'язково треба перейти метастабільну границю, тобто необхідно або пересичення $e > E$, або переохолодження $T_H > T$.

Так, якщо на рис. 2.2 лінія $a - a$ є метастабільна границя між фазами 1 (пар) і 2 (вода), то при зміні парціального тиску при постійній температурі T_B лінія значень e пересіче границю метастабільності у точці B , і нова фаза 2 виникне у точці A при значенні тиску пари e_A . У точку A можна прийти й іншим шляхом: при постійному значенні тиску пари e_A треба зменшити температуру пароповітряного середовища на $dT = T_c - T_B$, пересікаючи границю метастабільності у точці c . Можливо й одночасне змінювання обох факторів.

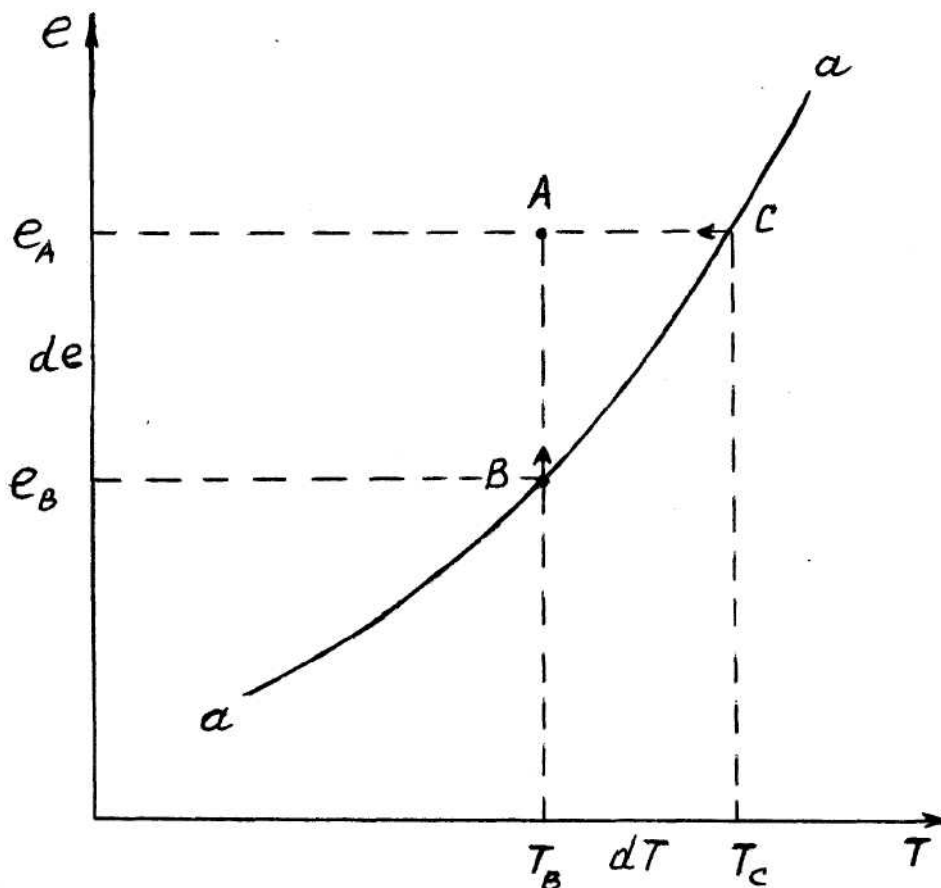


Рис. 2.2 – Діаграма утворення нової фази (за Фолмером); e – тиск пари; T – температура; $a - a$ – метастабільна границя

Знаючи радіус критичного зародка, можна за допомогою формули (2.2) знайти роботу, яку треба витратити для утворення зародка нової фази. Вона, очевидно, дорівнює

$$W = \frac{16\pi\sigma^3}{3\rho_k^2 R_n^2 T^2 \ln^2 \frac{e}{E}}. \quad (2.18)$$

Фолмер на основі статистичних міркувань визначив, що імовірність P утворення нової фази, або число виникаючих в одиницю часу зародків нової фази в 1 см^3 , дорівнює:

$$P = C_n \exp\left(-\frac{W}{kT}\right), \quad (2.19)$$

де C_n - коефіцієнт, який визначається рівнянням

$$C_n = \frac{1}{\rho_k (kN)^2}. \quad (2.20)$$

За допомогою рівнянь (2.18)-(2.20) він одержав, що $P = 1$, коли $\frac{e}{E} > 4$. Це означає, що спонтанна конденсація у гомогенному середовищі водяної пари можлива лише при пересиченнях більших ніж чотирикратно. Досліди в адіабатичній камері Вільсона показали, що у пароповітряному середовищі при відсутності сторонніх домішок конденсація водяної пари відбувається при восьмикратному пересиченні.

2.2 Конденсація водяної пари у природних умовах

2.2.1 Вплив кривини поверхні, що випаровує

Інтенсивність випаровування залежить від форми випаровуючої поверхні. Кожна молекула води взаємодіє з іншими молекулами. Особливості взаємодії можна характеризувати радіусом сфери взаємодії окремої молекули. Розглянемо три види випаровуючих поверхонь: випуклу, плоску та вогнуту. Якщо поверхня вогнута, то у сферу взаємодії попадає більше молекул рідини, ніж при плоскій поверхні. Найменша кількість молекул попадає у цю сферу, коли випаровуюча поверхня випукла. Це приводить до того, що виліт молекул із випуклої поверхні буде полегшеним, а із вогнутої – більш утрудненим, ніж при плоскій поверхні. З цієї причини тиск насичення над випуклою поверхнею більший, ніж над плоскою, а останній, у свою чергу, більший, ніж над вогнутою, тобто $E_{вип} > E_{вог}$.

Випуклу поверхню рідкої фази в атмосфері мають краплі. Нехай тиск насичення над поверхнею краплі радіуса r буде E_r .

Томпсон показав, що формула Фолмера-Гіббса описує не тільки умови виникнення зародкової краплі радіуса $r_{кр}$, але і вплив кривини випаровуючої поверхні на тиск насичення, а значить і на умови рівноваги краплі з оточуючим пароповітряним середовищем. Отже, можна записати:

$$\ln \frac{E_r}{E} = \frac{2\sigma}{\rho_k R_n T r}. \quad (2.21)$$

Позначимо

$$c_r = \frac{2\sigma}{\rho_k R_n T}. \quad (2.22)$$

Можна вважати, що густина краплі постійна. Як відомо, поверхневий натяг залежить від температури за формулою (1.29). Отже величина c_r є функцією температури і має такі значення при різних температурах:

$t^{\circ}C$	-5	0	10	20	30
$c_r \cdot 10^{11}$, мкм	1,1	1,2	1,2	1,3	1,3

З урахуванням формули (2.22) пропонуємо формулу Томпсон (2.21). Будемо мати:

$$E_r = E \exp(c_r/r). \quad (2.23)$$

Показник степеня є мала величина, оскільки краплі хмар і туманів мають радіус, порядок котрих знаходиться в інтервалі від сотих часток одиниці (субмікронна фракція) до десятків мікрометрів. Тому розкладемо експоненту рівняння (2.23) в ряд, обмежившись першими двома його членами.

Отримаємо

$$E_r = E \left(1 + \frac{c_r}{r} \right). \quad (2.24)$$

Відношення E_r/E , як показують розрахунки, для різних радіусів крапель мають такі значення:

r мкм	10^{-3}	$2 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$	10^{-2}	$2 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{-2}$	10^{-1}	1,0	4,0
E_r/E , %	332	182	135	113	106	103	101,2	100,12	100,03

Видно, що над дрібними краплями ($r < 10^{-1}$ мкм) повинні бути значні пересичення, щоб вони не випаровувалися. Тільки при $r \approx 1$ мкм вплив кривини поверхні краплі виявляється незначним. Це підкреслює той факт, що у хмарах і туманах відносна вологість повинна бути біля 100%, оскільки їх відносно стійкі краплі мають радіус 1 мкм і більше.

2.2.2 Роль ядер конденсації

У розділі 2.1 було показано, що для спонтанного утворення в гомогенному середовищі водяної пари потрібне 4-8 кратне пересичення. Таких пересичень в атмосфері не буває. Навіть у середині купчастої хмари у висхідному потоці пересичення досягають соті частки проценту. Але в атмосфері конденсація водяної пари відбувається. Річ у тому, що реальна атмосфера не є гомогенною. Вона утримує велику кількість аерозольних часток. Деякі з них виступають у ролі зародків нової фази. Тверді змочуючи частки спонтанно покриваються водяною плівкою, а соляні частки, адсорбуючи молекули водяної пари, перетворюються у краплі розчину солі. І в тому, і в іншому випадках молекули водяної пари будуть конденсуватись вже на готовій рідкій поверхні порівняно великого зародку. При цьому відпадає необхідність витрати енергії на утворення первинної асоціації молекул. Необхідна лише витрата її на зростання краплі від розміру аерозольної частки до розміру, коли крапля приходить до стану рівноваги з оточуючим пароповітряним середовищем. Аерозольні частки, на яких відбувається конденсація водяної пари, називаються ядрами конденсації.

Визначимо рівноважний тиск водяної пари над поверхнею краплі розчину солі. Для цього розглянемо краплю розчину радіусом r , парціальний тиск пари у поверхні якої e'_r . Будемо вважати, що крапля знаходиться у стані рівноваги з пароповітряним середовищем, рівноважний тиск водяної пари якого відносно плоскої поверхні води дорівнює E . Якщо елементарна маса води $d\tilde{m}$ передається від краплі розчину до плоскої поверхні води, то зменшення у результаті цього вільної енергії розчину буде дорівнювати:

$$du = \sigma' dF - p_s dV, \quad (2.25)$$

де σ' - поверхневий натяг розчину, F - площа поверхні краплі, V - об'єм, p_s - осмотичний тиск. Нагадаємо, що з розчинами зв'язане явище осмосу. Осмос – це процес переходу розчинника у розчин, коли вони розділені напівпроникною стінкою. Тиск, що виникає внаслідок дифузії розчинника у розчин, називається осмотичним. Його величина визначається законом Вант-Гоффа.

Припустимо, що крапля має сферичну форму. Тоді:

$$dF = 8\pi r dr, \quad (2.26)$$

$$dV = 4\pi r^2 dr. \quad (2.27)$$

Очевидно,

$$dF = \frac{2dV}{r}. \quad (2.28)$$

З іншого боку, якщо прийняти густину розчину ρ' незмінною, то

$$dV = \frac{dm'}{\rho'}, \quad (2.29)$$

де m' - маса розчину.

Таким чином,

$$du = \frac{2\sigma' dm'}{r\rho'} - \frac{p_s dm'}{\rho'}. \quad (2.30)$$

Зменшення вільної енергії характеризується роботою, яка реалізується при випаровуванні маси води dm' , розширенні пари до парціального тиску E і конденсації його на плоскій поверхні води при тиску E . Цей процес виявляється ізотермічним та оберненим. Якщо припустити, що водяна пара поводить як ідеальний газ, то

$$du = dm' \frac{R^*}{\mu} T \ln \frac{e'_r}{E}, \quad (2.31)$$

де R^* - універсальна газова стала.

На основі рівнянь (2.30) і (2.31) маємо:

$$\ln \frac{e'_r}{E} = \frac{2\sigma'\mu}{\rho'R^*T_r} - \frac{p_s\mu}{\rho'R^*T}. \quad (2.32)$$

Для розчинів, густина яких залежить лінійно від концентрації (що дуже близько відповідає розчинам $NaCl$, $MgCl_2$ тощо),

$$p_s = \frac{R^*T\rho_v}{\mu} \ln \left(1 + i \frac{n_1}{n_2} \right), \quad (2.33)$$

де ρ_v - густина води, i - коефіцієнт Вант-Гоффа, який залежить від хімічної природи речовин і ступеня дисоціації речовини, що розчиняється у n_2 - грам-молекулах води.

Отже, рівняння (2.32) може бути записано таким чином:

$$\ln \frac{e'_r}{E} = \frac{2\sigma\mu}{\rho'R^*T_r} - \frac{\rho_6}{\rho'} \ln \left(1 + \frac{n_1}{n_2} \right). \quad (2.34)$$

Очевидно,

$$n_1 = \frac{m}{w}, \quad (2.35)$$

$$n_2 = \frac{m' - m}{\mu}, \quad (2.36)$$

де m - маса речовини, що розчиняється; w - її молекулярна маса,
 m' - маса розчину.

Оскільки

$$m' = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho', \quad (2.37)$$

то

$$n_2 = \frac{1}{\mu} \left(\frac{4}{3}\pi r^3 \rho' - m \right). \quad (2.38)$$

Тоді

$$\ln \frac{e'_r}{E} = \frac{2\sigma'}{\rho'R_n T_r} - \frac{\rho_6}{\rho'} \ln \left(1 + i \frac{m\mu}{W \left(\frac{4}{3}\pi r^3 \rho' - m \right)} \right). \quad (2.39)$$

Позначимо

$$\Phi(m, r) = \frac{i m \mu}{W \left(\frac{4}{3}\pi r^3 \rho' - m \right)}. \quad (2.40)$$

Ураховуючи формулу (2.40) і потенціюючи рівняння (2.39),
отримаємо:

$$\frac{e'_r}{E} = \left(1 + \Phi(m, r) \right)^{-\rho_6/\rho'} \exp \left(\frac{2\sigma'}{\rho'R_n T_r} \right) = f_m. \quad (2.41)$$

Ця формула дає можливість знайти відносну вологість f_m , при якій крапля розчину радіуса r знаходиться у рівновазі з оточуючим пароповітряним середовищем. Наприклад, для ядра $NaCl$, яке має масу $m = 10$ г і $r = 2 \cdot 10^{-5}$ см при $T = 273$ К, оскільки $\sigma' = 83,5$ мДж/м²; $\rho' = 1,23$ г/см³ і $i = 2,7$, рівноважна відносна вологість $f_m = 0,832$ або 83,2%.

Приведений приклад свідчить про те, що конденсація водяної пари на ядрах, що представляють собою розчин солей, може відбуватись в атмосфері при відносних вологостях навіть нижче за 100%. Вважається, звичайно, що температура краплі дорівнює температурі оточуючого повітря.

На рис. 2.3 приведена залежність f_m від r при заданій масі m ядра конденсації. Він показує, що чим більша відносна вологість, тим більший розмір краплі з масою солі m , що знаходиться у рівновазі з атмосферою. З іншого боку, видно як зростає крапля при відносній вологості повітря $f > f_m$. У цьому випадку ріст краплі супроводиться зменшенням концентрації розчину $NaCl$. Таким чином, якщо відносна вологість повітря f перевищує розраховану за формулою (2.41) f_m , то на краплі розчину починається конденсація водяної пари. При цьому, по-перше, зменшується концентрація розчину і збільшується тиск рівноваги, по-друге, збільшується радіус краплі, що приводить до падіння рівноважного тиску. Але на першому етапі фактор, що описується першим множником формули (2.41), який з ростом r збільшується, більш впливає на рівноважну відносну вологість, ніж другий. Якщо відносна вологість менша за 100%, то при масах ядер конденсації ($m = 10^{-16} \dots 10^{-14}$ г), що спостерігаються в атмосфері, утворюються лише дуже дрібні краплини, радіус яких менший 1 мкм (субмікронна фракція). Коли ж крапля, що виникла на ядрі конденсації, досягає рівноваги з атмосферою, відносна вологість якої 100%, зниження рівноважного тиску пари за рахунок наявності розчиненої речовини дорівнює збільшенню його за рахунок кривини поверхні краплі.

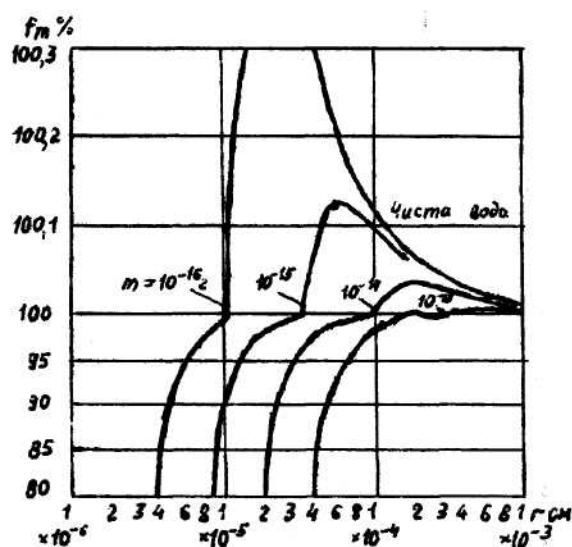


Рис. 2.3 – Рівноважна відносна вологість на краплі розчину, утримуючого масу m хлористого натрію

Після того, як рівноважна відносна вологість стане рівною $f = 100\%$, подальше зростання краплі можливе тільки при наявності в атмосфері деякого пересичення водяної пари ($f > 100\%$). Але тоді розчин стає вже настільки розбавленим, що $m' > m$ і $\rho' \approx \rho_e$. У такому разі

$$\Phi(m, r) = \frac{a_m}{r^3}, \quad (2.42)$$

де

$$a_m = \frac{im\mu}{W \frac{4}{3} \pi \rho_e}. \quad (2.43)$$

Крім того, використовуючи формулу (2.22) і розкладаючи експоненту в ряд, обмежуючись першими двома членами ряду із-за малості показника степеня, отримуємо замість формули (2.41) таку залежність рівноважної вологості від радіуса краплі:

$$f_m = 100 \left(1 + \frac{a_m}{r^3} \right)^{-1} \left(1 + \frac{c_r}{r} \right), \quad (2.44)$$

або, оскільки $\frac{a_m}{r^3}$ має порядок $10^{-2} \dots 10^{-3}$,

$$f_m = 100 \left(1 - \frac{a_m}{r^3} \right) \left(1 + \frac{c_r}{r} \right). \quad (2.45)$$

Формулу можна ще спростити, урахувавши, що добуток членів у дужках правої частини рівняння (2.45), які відрізняються від одиниці на два порядки, менший ніж самі члени, і ним можна знехтувати.

Отже,

$$f_m = 100 \left(1 - \frac{a_m}{r^3} + \frac{c_r}{r} \right). \quad (2.46)$$

Формула (2.46) дає можливість знайти той радіус краплі r_m , для якої рівноважна відносна вологість досягає максимуму. Для цього, очевидно, треба похідну функції (2.46) прирівняти до нуля. Тоді отримаємо:

$$r_m = \sqrt{\frac{3a_m}{c_r}}. \quad (2.47)$$

Тепер можна знайти ту відносну вологу f_m^* , при якій крапля радіусу r_m буде у стані рівноваги з оточуючим пароповітряним середовищем. Для цього треба підставити формулу (2.47) до рівняння (2.46). Будемо мати:

$$f_m^* = 100 \left[1 + \left(\frac{4c_r^3}{27a_m} \right)^{1/2} \right]. \quad (2.48)$$

У табл. 2.1 приводяться значення r_m і різниць $\Delta f = (f_m^* - 100)\%$ для розчину $NaCl$ при різних значеннях маси солі m , а також значення r_m і f_m для нерозчинних змочуючих ядер.

Таблиця 2.1 – Значення радіусів ядер конденсації і відповідних максимальних пересичень

Сіль ($NaCl$)

m , г	10^{-15}	10^{-14}	10^{-13}	10^{-12}	10^{-11}	10^{-10}
r_m , мкм	0,62	2,0	6,2	20,0	62,0	200,0
Δf , %	0,13	0,042	0,013	0,0042	0,0013	0,00042

Змочуючі тверді частки

$\lg r_m$, мкм	-7	-6	-5	-4	-3
f_m , %	323,0	112,5	101,2	100,12	100,01

Як показують дані, що містяться у табл. 2.1, всі ядра $NaCl$ масою $10 \cdot 10^{-15}$ г і всі нерозчинні ядра радіусом більші за 1 мкм при пересиченнях, менших 0,1%, діють як центри безперервної конденсації. Перевірка показала, що отримані вище результати теорії добре узгоджуються з результатами експерименту.

Численні спостереження показали, що в атмосфері завжди присутні ядра таких розмірів і в таких кількостях, що утворення хмар відбувається при тих пересиченнях, які бувають в реальній атмосфері. Атмосферні аерозольні частки можна розділити на три групи.

1. Тверді ядра, нерозчинні та не змочуючі. Це пилинки, частки піщинок, кварцу, вугілля тощо. Конденсація водяної пари на них можлива, але при великих пересиченнях. В атмосферних умовах вони у ролі ядер конденсації не виступають.

2. Тверді частки нерозчинні, але змочуючі. Такі частки спонтанно адсорбують вологу і в залежності від існуючої вологості й ступеня змочуваності покриваються одним або більшою кількістю молекулярних шарів води. Якщо частки мають неправильну форму, або рихлу структуру, то у поглибленнях і порах відбувається капілярна конденсація чи адсорбція навіть при недосиченнях. Хоча така адсорбція у точному значенні слова не є конденсацією, але при дуже малих розмірах ядер границі між цими відкладеннями води стираються.

3. Краплі розчинів. У вологій атмосфері тверді розчинні гігроскопічні частки швидко перетворюються у краплі розчинів. Це найбільш важлива група ядер конденсації. Вони надходять в атмосферу при спалюванні вугілля, яке утримує від 0,3 до 20% сірки. Із сірки в результаті спалювання виникає двооксид сірки SO_2 , який за допомогою різних окислювачів може перетворитися у сірчаний ангідрид SO_3 і потім у сірчану кислоту H_2SO_4 , розчинну і дуже гігроскопічну.

Гігроскопічні ядра конденсації утворюються також із морських бризків і піни. Випаровування їх приводить до утворення дрібненьких часток морської солі. Морська сіль складається із 77,8% $NaCl$, 10,9% $MgCl_2$ і невеликої кількості сірчаноокислих магнію, калію й кальцію.

Ядра конденсації утворюються також при вивітрюванні земної поверхні, при лісових пожежах, вулканічній діяльності тощо. Із загальної кількості ядер конденсації приходиться: на морські ядра – 20%, продукти спалювання – 40%, частки ґрунту – 20%, ядра невідомого походження – 20%.

Концентрація ядер конденсації в атмосфері коливається у широких границях. Середнє число ядер в 1 см поблизу від земної поверхні дорівнює: біля 150000 – у великих містах, 35000 – у невеликих містах, 9500 – у сільській місцевості, 940 – над океанами і в горах. Більшість із них не є активними і не приймають участі у процесах конденсації.

Як показали спостереження, в атмосфері зустрічаються ядра конденсації, розміри яких змінюються в широких межах – від 10^{-7} до 10^{-3} см. За розмірами ядра конденсації поділяють на три групи: частки радіусом від $5 \cdot 10^{-7}$ до $2 \cdot 10^{-5}$, які називають ядрами Айткена; частки радіусом від $2 \cdot 10^{-5}$ до 10^{-4} см, що називаються крупними ядрами; частки радіусом більше 10^{-4} см. Останні мають назву гігантських ядер конденсації. В атмосфері найбільшу концентрацію мають ядра Айткена. У середньому в 1 см^3 їх утримується 42500, у той час, коли крупних ядер – 132, а гігантських – 2. Незважаючи на те, що кількість крупних і гігантських ядер мала порівняно з кількістю ядер Айткена, внесок їх у загальну масу ядер найбільший.

Концентрації різних складових аерозолів залежить від метеорологічних умов і місцевості. Наприклад, концентрація морської солі швидко зменшується з висотою, в той час, коли над материком вона практично не змінюється до висоти 3-4 км.

2.3 Фізичні особливості льодоутворення в атмосфері

У попередніх параграфах були розглянуті процеси виникнення рідкої фази. Але процес фазових перетворень у хмарі цим не обмежується. При від'ємних температурах утворюється й вступає у взаємодію з краплями і водяною паром тверда фаза – льодяні кристали.

Тривалий час вважали, що після переходу нульової ізотерми у хмарі починається утворення кристалів, а утворення крапель припиняється. Однак численні дослідження показали здатність води існувати як у лабораторних, так і у природних умовах, до глибокого переохолодження. Переохолодженні краплі зустрічаються при температурі – 40⁰ С і навіть при більш низьких температурах. Отже, наявність переохолоджених крапель у хмарі є нормальним її станом

Процес переходу пари в тверду фазу з фізичної точки зору схожий з переходом пара – вода. На основі молекулярно-кінетичної теорії було показано, що пересичена та переохолоджена „стара” фаза знаходиться у метастабільному стані. При цьому від ступеня переохолодження залежить, у яку фазу відбувається перехід – рідку чи тверду. Поряд з прямим переходом пари у тверду фазу остання може утворюватись із рідкої фази, коли лід виявляється лише вторинним продуктом конденсації водяної пари. Процес безпосереднього переходу водяної пари у тверду фазу називається сублімацією. Теоретично для здійснення спонтанної сублімації у гомогенному середовищі пари потрібні дуже великі пересичення. Експериментальні дослідження показують, що первинний льодяний туман у камері без утворення крапель з'являється лише при пересиченнях біля 1000%, які, звичайно, у природних умовах не зустрічаються. Для пояснення процесу утворення твердої фази Вегенер висунув гіпотезу про існування ядер сублімації. Вважалося, що ці ядра мають такі ж самі кристалічні ґратки, як і лід, тобто що на цих ядрах утворюються льодяні кристали шляхом сублімації при досягненні насичення над льодом, яке, як відомо, нижче насичення над водою. Проте, як було встановлено, у природних хмарах і у лабораторних умовах з'явлення кристалів завжди спостерігається лише при досягненні насичення відносно води. Це означає, що при від'ємних температурах, спочатку відбувається конденсація водяної пари, а вже потім кристалізація рідкої фази.

Як і для процесу конденсації, для початку кристалізації потрібно утворення зародка льодяної фази у середині переохолодженої краплі. Таким зародком може бути скупчення молекул води, яке має густину і структуру льоду, що утворилось у результаті випадкових рухів молекул. Імовірність з'явлення таких скупчень збільшується при зниженні температури. Такий фазовий перехід називається гомогенним.

Розглянемо гомогенний фазовий перехід вода-лід.

Зародок, що утворюється, стає стійким лише при досягненні відповідного розміру, який будемо називати критичним. На утворення зародка треба витратити енергію, яка пропорційна поверхневому натягу σ_l . Виникає питання, звідки ця енергія береться? Справа в тому, що при фазовому переході вода-лід виділяється схована теплота кристалізації, яка пропорційна його об'єму, менша від вільної енергії системи вода-лід і зародок не може бути стійким.

Будемо вважати, що зародок твердої фази має сферичну форму. Тоді вільна енергія системи дорівнює:

$$u = (\Phi_l - \Phi_v) \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_l + 4\pi r^2 \sigma_l, \quad (2.49)$$

де Φ_l і Φ_v - питомі термодинамічні потенціали льоду і води відповідно.

При від'ємних температурах більш стійкою фазою виявляється лід, а при переході системи у більш стійкий стан її потенціальна енергія зменшується. Тому $\Phi_l < \Phi_v$. При $\Phi_l = \Phi_v$ спостерігається рівновага двох фаз, що характеризується значенням вільної енергії системи:

$$u = 4\pi r^2 \sigma_l. \quad (2.50)$$

У такому випадку спонтанне виникнення комплексів молекул у формі льоду неможливе, і заховане тепло не виділяється.

Якщо льодоподібні комплекси молекул води виникають, то $\Phi_l < \Phi_v$ і виділяється заховане тепло кристалізації. Але коли $r < r_{кр}$ цієї енергії недостатньо, щоб сформувалась поверхня кристалу і льодоподібний комплекс води розпадається. У цьому випадку, як свідчить рівняння (2.49) відбувається зростання вільної енергії системи. При $r = r_{кр}$ вона досягає максимуму. Фазовий перехід вода-лід, в результаті якого відбувається замерзання переохолодженої краплі, є стійким при $r > r_{кр}$, коли захованої енергії достатньо для компенсування енергії поверхневого натягу.

Щоб визначити $r_{кр}$ знайдемо похідну рівняння (2.49)

$$\left. \frac{du}{dr} \right|_{r=r_{кр}} = 4\pi r_{кр}^2 \rho_l (\Phi_l - \Phi_v) + 8\pi r_{кр} \sigma_l = 0,$$

звідки

$$r_{кр} = \frac{2\sigma_{л}}{\rho_{л}(\Phi_{в} - \Phi_{л})}. \quad (2.51)$$

У розділі „термодинаміка атмосфери” було показано, що диференціал питомого термодинамічного потенціалу можна виразити через ентропію системи φ

$$d\Phi = \nu dp - \varphi dT. \quad (2.52)$$

Оскільки фазовий перехід вода-лід відбувається при незмінному тиску, $dp = 0$, то

$$d\Phi = -\varphi dT. \quad (2.53)$$

Але з другого боку,

$$\varphi dT = dq, \quad (2.54)$$

де q - кількість теплоти.

Проінтегруємо рівняння (2.54) в означених границях

$$\int_{q_{в}}^{q_{л}} dq = T \int_{\varphi_{в}}^{\varphi_{л}} d\varphi.$$

Маємо

$$q_{л} - q_{в} = L_{нл} = T(\varphi_{л} - \varphi_{в}).$$

Очевидно, $\varphi_{л} \gg \varphi_{в}$ і

$$\varphi_{л} = \frac{L_{нл}}{T}. \quad (2.55)$$

Підставимо цей результат у формулу (2.53).

Отримаємо:

$$d\Phi = -L_{нл} \frac{dT}{T}. \quad (2.56)$$

Якщо питомий термодинамічний потенціал води при температурі $T = 273,15\text{K}$ є $\Phi_{в}$, а при температурі T , при якій утворюється зародок твердої фази, є $\Phi_{л}$, то інтегрування рівняння (2.56) у визначених границях дає

$$\Phi_{л} - \Phi_{в} = L_{нл} \ln \frac{T_0}{T}. \quad (2.57)$$

Отже, після підстановки формули (2.57) до рівняння (2.51) отримаємо, що критичний радіус сферичного зародку твердої фази дорівнює

$$r_{кр} = \frac{2\sigma_l}{L_{пл}\rho_l \ln \frac{T_0}{T}}. \quad (2.58)$$

Формула (2.58) показує, що розмір кристалічного зародку суттєво залежить від ступеня переохолодження краплі. Чим він більший, тим $r_{кр}$ менший, тобто тим легше утворюватись зародку твердої фази.

Отримана формула характеризує гомогенний фазовий перехід вода-лід. Але зазначений фазовий перехід може відбуватись і у присутності сторонніх твердих часток. Такий фазовий перехід називають гетерогенним. Як показують дослідження структури сніжинок під електронним мікроскопом, у центральній частині кристалів у більшості випадків виявляється тверде ядро розміром 0,5...0,8 мкм. У інших випадках таких частинок декілька, а розмір їх такий, який мають ядра конденсації, тобто 0,01...0,1 мкм. Це частки ґрунту, дрібненькі кристалики солей, мікроорганізми. Але кристалічної структури у більшості ядер не спостерігається. Тому робиться припущення, що роль цих ядер, які називаються ядрами замерзання, полягає у стимулюванні перебудови молекулярної структури води при її переохолодженнях.

2.4 Особливості гетерогенного льодоутворення

Помітні концентрації льодяних кристалів починають утворюватись у хмарі, коли температура падає нижче -15°C . Для гомогенної кристалізації ці умови, як було показано, не виявляються сприятливими. Це означає, що відбувається гетерогенне льодоутворення. Вода у контакт з більшістю речовин буде замерзати при температурах вище -40°C , і пара буде сублимуватись на більшості речовин при пересиченнях і переохолодженнях більш низьких, ніж потрібно для гомогенного льодоутворення. Отже, зародженню льоду у переохоложеній воді й пересиченому середовищі сприяє присутність сторонніх поверхонь або завислих часток. У теорії та експерименті по гетерогенному льодоутворенні виникає проблема визначення того, який із процесів – сублимація або утворення крапель та їх замерзання – відбувається за тих чи інших умов. Розрізнявати ці процеси можливо в тому особливому випадку, коли частки нерозчинні, а парціальний тиск пари в середовищі вище тиску насичення над поверхнею льоду, але нижче тиск насичення над водою. У цих умовах при достатньо низьких температурах може відбутися нукліація, тобто утворення зародків льоду. Зрозуміло, що при цьому вона є результатом безпосередньої

сублімації, оскільки при недосиченнях відносно поверхні води на нерозчинних частках конденсація неможлива. У зв'язку з відсутністю повної ясності у тому, який саме процес відбувається, ведуть мову просто про процес льодоутворення, а не про частинні явища – льодоутворення шляхом замерзання або льодоутворення шляхом сублімації. Таким же чином про атмосферні аерозольні частки, які виконують роль центрів зародження льоду, можна впевнено говорити як про льодяні ядра не конкретизуючи чи є вони ядрами замерзання, чи ядрами сублімації.

Дослідження зростання окремих кристалів показує, що воно найбільш легко відбувається на ядрах, які мають слабку розчинність і гексагональну структуру кристалічної ґратки, котра близька до структури природного льоду. Існують три види атмосферних льодяних ядер: ядра сублімації, ядра замерзання й контактні ядра. Про перші два види вже розповідалося вище, контактне ядро – це таке ядро, яке приводить до утворення льоду, зштовхуючись з переохолодженою краплею, але не обов'язково занурюючись в неї.

Дослідження показують, що концентрація льодяних ядер дуже мінлива у просторі й за часом. Вона у великій мірі залежить від температури. Зниження температури приблизно на 40°C приводить до збільшення їх концентрації на порядок.

Порівнювання числа льодяних ядер з концентрацією льодяних кристалів, що спостерігається у хмарах, часто виявляє велику розбіжність між ними. Іноді концентрація кристалів перевищує концентрацію ядер на два порядки. Можна знайти пояснення цієї розбіжності у процесі розмноження льодяних кристалів. При температурах повітря близьких до -5°C співудар кристалів з відносно великими переохолодженими краплями приводить до ефективного утворювання вторинних льодяних кристалів. Великий інтерес викликають ядра, які сприяють утворенню льодяних кристалів при відносно високих температурах, тому що у хмарі, що розвивається, саме на цих ядрах формуються перші льодяні кристали. Загально прийнято вважати, що ці ядра мають розмір біля $1\ \mu\text{m}$ і складаються в більшості випадків з каоліну. Але як показали дослідження особливостей замерзання дощової води, значна кількість ядер мала діаметр, менший за $0,01\ \mu\text{m}$. Проби дощової води утримують часто численні ядра замерзання, активні при температурах між -5°C і -10°C . Відповідно до проведених оцінок, концентрація ядер у повітрі, в якому утворюються опади, може досягати $1\ \text{l}^{-1}$ для ядер, активних при температурах $T > -10^{\circ}\text{C}$ і $0,1\ \text{l}^{-1}$ для ядер, активних при температурах $T > -6^{\circ}\text{C}$.

З фізичної точки зору, найбільш важливою особливістю льодяних ядер є їхня відносна недостача в атмосфері. Як зазначалося вище, якщо при

$T > -10^0 \text{ C}$ у середньому концентрація льодяних ядер дорівнює 1л^{-1} , то у типовій пробі повітря кількість ядер Айткена в $10^6 - 10^9$ разів більша. Отже, всього одна частка із цієї кількості виконує роль ядра льодоутворення, у той час, коли 10^5 часток із загальної кількості виявляються активними ядрами конденсації при відносній вологості, яка лише трохи перевищує 100%. Таким чином, атмосфера характеризується відносно великою кількістю ядер конденсації та недостатчею ядер замерзання.

Існує гіпотеза про те, що ядра льодоутворення можуть мати неземне джерело утворення. Експерименти підтверджують, що випаровування метеоритів при низькому тиску, як це буває при вході їх в атмосферу, дає велику кількість активних льодяних ядер. Наприклад, кам'яні метеорити при згоранні в атмосфері утворюють частки розміром біля 0,1 мкм з виходом $10^8 - 10^9$ льодяних ядер на 1 грам речовини, активних при температурі -10^0 C .

Як зазначалося вище, роль атмосферних ядер льодоутворення полягає в тому, що вони полегшують фазовий перехід вода-лід, або водяна пар-лід. З цієї точки зору, можна прийняти таку класифікацію процесів замерзання:

а) Кристалізація при температурі вище -32^0 C . У цьому випадку тверді нерозчинні ядра, змочені водою, утворюють зародкові кристали шляхом замерзання їх водяної оболонки. Наявність твердих часток просто полегшує енергетичний перехід вода-лід.

б) Кристалізація в інтервалі температур від -32 C до -41^0 C . У цьому діапазоні відбувається замерзання крапель розчинів солей. Під впливом низьких температур розчин солей стає пересиченим, що приводить до випадання кристаликів солі в осад. Ці кристалики й відіграють роль ядер замерзання.

в) Кристалізація при $T < -41^0 \text{ C}$ може бути наслідком спонтанного замерзання крапель води або чистих розчинів солей без участі ядер замерзання шляхом випадкового з'єднання молекул переохолодженої води в агрегати льодяної фази.

г) Кристалізація при температурах -65^0 C і нижче відбувається шляхом прямої сублімації водяної пари на твердих незмочуючих ядрах, або спонтанного замерзання дрібних крапель, як у пункті в).

Існує гіпотеза про те, що механізм дії ядер льодоутворення має зв'язок з перебудовою молекулярної структури води. Структура води, як зазначалось вище, може розглядатись як псевдокристалічна. Вона складається з малих областей, в середині яких молекули розташовуються по тетрадрах. Розміщення тетрадрів при додатних температурах відрізняється від структури льоду. Зі збільшенням переохолодження

тетраедра структура води наближається до структури льоду. Але на самій поверхні води утворюється подвійний електричний шар, у якому дипольні моменти мають напрямок у середину. Така орієнтація молекулярних диполів сприяє переохолодженню, перешкоджаючи переходу до структури льоду. Вплив ядер замерзання полягає в тому, що вони руйнують або послабляють дипольну структуру поверхневого електричного шару. Для цього ядра повинні мати іншу, ніж у воді, поляризованість. Взаємодія цих структур приводить до переорієнтації диполів, тобто до руйнування поверхневого поля.

2.5 Сублімаційне зростання льодяних кристалів у переохолоджених водяних хмарах

З моменту утворення льодяної фази у хмарі починається формування кристалів та їх подальше зростання, обумовлене дифузією водяної пари до кристалу.

Як добре відомо, на границях повітря – вода і повітря-лід максимальний парціальний тиск при однаковій температурі різний: він більший над поверхнею води. Як зазначалося вище, основним процесом утворення кристалів у хмарах є замерзання переохолоджених крапель води. Таким чином, при від’ємних температурах хмара, як правило, є сумішшю переохолоджених крапель і кристалів, тобто знаходиться у змішаній фазі. Припустимо, що крапля і кристалик льоду розташовуються одна біля одного і мають одну й ту ж температуру. Нехай, крім того, крапля знаходиться у стані рівноваги з пароповітряним середовищем $e = E_g$. Але оскільки $E_l < E_g$, водяна пара у повітрі, що оточує кристал, знаходиться у стані пересичення, тобто $e > E_l$. Внаслідок цього, відбувається дифузія водяної пари з повітря на поверхню кристалу і відповідна частина молекул водяної пари з повітря перейде на поверхню кристалу льоду. Рівновага між пароповітряним середовищем і поверхнею краплі порушується, тому що після описаного процесу $E_g > e$, і відбувається випаровування частини молекул з поверхні краплі в оточуюче повітря, щоб ліквідувати дефіцит насичення, що виникає. У результаті буде спостерігатись сублімаційне зростання кристалу за рахунок випаровування переохолодженої краплі. Як кажуть, відбувається «перекачка» води з краплі на кристал. При цьому в оточуюче повітря виділяється приховане тепло льодоутворення, яке компенсує витрати тепла на випаровування краплі.

Швидкість зростання маси кристалу, розташованого в атмосфері з певними температурою та пересиченням, є функцією швидкості дифузії в напрямку від краплі до кристалу і швидкості відтоку прихованої теплоти

від кристалу. Виявляється аналогія у математичній постановці цієї задачі з задачами електростатики та теорії потенціалу. У електростатиці шляхом використання рівняння Пуассона та теореми Гріна показується, що інтеграл по поверхні провідника від нормальної складової $-\nabla\Phi$ електростатичного потенціалу Φ , де ∇ - оператор градієнта, дорівнює $-4\pi c\Phi_s$, де c - ємність провідника, Φ_s - його потенціал. Якщо ми величину $-D\nabla n$, яка характеризує потік молекул водяної пари, поставимо у відповідність з $-\nabla\Phi$, то тоді за аналогією з електростатикою повний потік водяної пари поза льодяним кристалом дорівнює $4\pi cD(n_s - n_0)$, де n_s - концентрація молекул пари на поверхні кристалу, а n_0 - значення концентрації вдалині від поверхні. Для повної аналогії необхідно припустити, що $\nabla^2 n = 0$ і що концентрація однакова у всіх точках поверхні кристала, оскільки поверхня провідника екіпотенціальна. Отже, узагальнене рівняння зростання маси m кристалу буде мати вид:

$$\frac{dm}{dt} = 4\pi cD(\rho_{cp} - \tilde{\rho}_l), \quad (2.59)$$

де c - електрична ємність кристалу, яка має розмірність довжини, оскільки є функцією розміру та форми частки, $(\rho_{cp} - \tilde{\rho}_l)$ - пересичення навколишнього середовища відносно поверхні льодяної частки, D - коефіцієнт молекулярної дифузії.

При зростанні кристала його поверхня нагрівається за рахунок захованої теплоти сублімації і значення $\tilde{\rho}_l$ значно збільшується порівняно зі значенням, яке було б при відсутності нагрівання. При стаціонарних умовах зростання значення $\tilde{\rho}_l$ визначається балансом швидкості нагрівання та тепловіддачі від поверхні, яке виражається таким чином:

$$\frac{\rho_{cp} - \tilde{\rho}_l}{T_l - T} = \frac{K}{L_c D}, \quad (2.60)$$

де K - термічна провідність, L_c - прихована теплота сублімації. Поєднуючи формули (2.59) та (2.60), Мейсон отримав рівняння для швидкості зростання маси кристалу у воді:

$$\frac{dm}{dt} = 4\pi \frac{\alpha c}{F(T)}, \quad (2.61)$$

де

$$F(T) = \frac{L_c^2}{KR_n T^2} + \frac{R_n T}{DE_l(T)}, \quad (2.62)$$

R_n - питома газова стала пари, $\alpha = \frac{\rho_{cp} - \tilde{\rho}_l}{\tilde{\rho}_l}$ - відносне пересичення оточуючого середовища для поверхні льоду.

Очевидно $\alpha/F(T)$, а значить і dm/dt , при постійному тиску залежить тільки від температури пароповітряного середовища T . При $P=1000$ гПа і $P=500$ гПа ця залежність зображається на рис. 2.4. Із рис.2.4 випливає, що максимальна швидкість сублімаційного зростання кристала спостерігається при температурах близьких -15°C . Слабкий приріст маси має місце у діапазоні температур від 0°C до -8°C і при $T < -25^{\circ}\text{C}$.

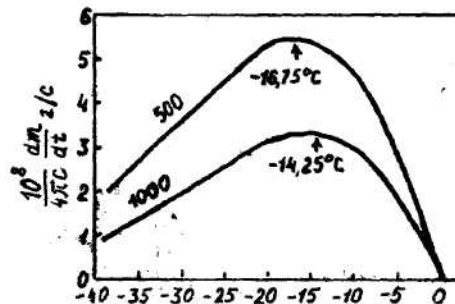


Рис. 2.4 – Залежність зведеної швидкості зростання льодяного кристала від температури

Рівняння (2.61) можна використовувати для розрахунків швидкості зростання кристалів льоду, які за формою відповідають відомій ємності. Треба мати на увазі, що у цій формулі не враховується вплив поверхневої вільної енергії та обдуву. Ці ефекти для льодяних кристалів вивчені ще гірше, ніж для крапель води. Молекули пари не можуть приєднатись до льодяного кристалу будь-яким випадковим чином: молекула до молекули повинна прилаштовуватись так, щоб зберігалась морфологія кристалу. Тому, точно кажучи, невірно ототожнювати густину $\tilde{\rho}_l$ з рівноважною густиною водяної пари для льоду. У дійсності, густина $\tilde{\rho}_l$ може не бути однією й тією ж над усіма точками поверхні кристалу. Із-за особливостей поведінки молекул на поверхні швидкість зростання льодяного кристалу менша, ніж дає формула (2.61). Експерименти показують, що при температурах між 0°C і -10°C швидкість зростання кристалів приблизно у два рази менша, ніж розрахунки по формулі. Для великих кристалів вона виявляється більш точним наближенням.

Як зазначалось, ємність c залежить від форми кристалів. Для сферичного кристалу $c = r$ і $m = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_L$, де ρ_L - густина льоду. Тоді для сферичного кристалу рівняння (2.61) приймає такий вид:

$$\frac{rdr}{dt} = \frac{\varkappa}{\rho_L F(T)}. \quad (2.63)$$

Для плоского диска

$$c = 2\frac{r}{\pi}$$

і

$$\frac{dm}{dt} = \frac{8\varkappa r}{F(T)}. \quad (2.64)$$

Якщо кристал має форму еліпсоїда з ексцентриситетом ε , великою піввіссю a і малою піввіссю b , то

$$c = \frac{2a\varepsilon}{\ln\left(\frac{1+\varepsilon}{1-\varepsilon}\right)}.$$

Тоді

$$\frac{dm}{dt} = \frac{2a\varepsilon\varkappa}{\ln\left(\frac{1+\varepsilon}{1-\varepsilon}\right)F(T)}. \quad (2.65)$$

Льодяні кристали, які спостерігаються у хмарах, мають більш складні форми, ніж диск, сфера і еліпсоїд. Але плоскі дендрити і пластинки, тобто звичайні типи кристалів, можна приблизно моделювати круглим диском рівновеликої площі. Таким же чином голки можна моделювати дуже витягнутим еліпсоїдом.

Нерегулярність форми приводить до спотворювання поля пересичення на відстанях від кристала, спільномірних з його довжиною і відстанями між нерегулярностями форми. Коли молекули водяної пари наближаються до кристала, тонка структура кристала визначає як і де молекули будуть засвоюватись. Але це не впливає на повний потік водяної пари до кристалу.

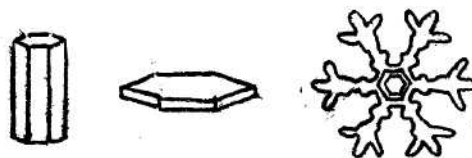


Рис. 2.5 – Схематичне зображення основних форм льодяних кристалів
а) стовпчик; б) пластинка; в) дендрит

Зовнішні умови визначають не тільки швидкість зростання, але й форму, яку приймає кристал. На рис. 2.5 зображаються основні форми кристалів – стовпчик, пластинка і дендрит. При падінні кристала у хмарі форма його буде змінюватись разом зі змінюванням зовнішніх умов. Секторні зірки утворюються, коли у пластинки розвивається периферична дендритна структура; «запонки» з'являються, коли на кінцях стовпчиків розвиваються пластинки і т.д.

3 Мікроструктура хмар

3.1 Фазовий стан хмар

При від'ємних температурах завжди існує імовірність замерзання переохолоджених крапель у хмарах і появлення кристалів. Якщо ця імовірність дуже мала, то відповідно малою є концентрація цих кристалів. За таких умов вплив їх на властивості хмар і на характер процесів, що відбуваються у хмарах, нехтовно малий. Існуючими методами вимірювань буває дуже важко навіть виявити наявність кристалів у хмарі. Такі хмари називають краплинними. У краплинних хмарах реальна концентрація льодяних часток не перебільшує 1л^{-1} , тобто менша порівняно з концентрацією крапель $10^5 - 10^6$ разів.

Крім краплинних хмар при від'ємних температурах спостерігаються змішані й кристалічні хмари. Змішанні хмари складаються з крапель із кристалів. Концентрації льодяних часток у змішаних хмарах можуть бути зіставленими з концентрацією рідких хмарних елементів.

При відсутності вертикальних рухів змішані хмари нестійкі: краплі замерзають або випаровуються, а кристали зростають. Процес «перегонки» води з переохолодженої краплі на кристали розглядався вище.

У активній стадії розвитку хмар, коли присутні висхідні токи, які забезпечують приплив надлишкової вологи, змішана хмара може існувати необмежений час, якщо стік водяної пари на кристали не перевищує її припливу.

Кристалічними є хмари, які складаються з елементів твердої фази води. Фазова структура хмари не буває застиглою. У процесі життя хмари кристали зароджуються, ростуть і випадають, краплі утворюються й випаровуються. Таким чином, фазовий стан хмари може бути різним у різних точках хмари і змінюватись за часом. Фазовий стан хмари – одна із найважливіших характеристик при від'ємних температурах, які у великій мірі визначають активність процесів хмароутворення й процесів утворення опадів. Зазначені процеси найбільш активні при змішаній структурі хмари. У цьому смислі, найпасивнішими є кристалічні хмари.

Фазовий стан хмари залежить від багатьох факторів, але основні з них – це температура й вертикальні рухи. Характеристики цих рухів

вимірювати дуже важко навіть тоді, коли вони обумовлюються турбулентністю атмосфери або тепловою конвекцією й мають значні величини. Макромасштабні ж вертикальні струмені, що обумовлюються не стаціонарністю атмосферних рухів й мають невеликі швидкості (см/с), взагалі не вимірюються. Тому не визначені емпіричні залежності між фазовим станом хмар і вертикальними струменями. Але у цей час накопичені статистичні дані про повторюваність різних фазових станів хмар помірних широт при різних температурах, що дало змогу отримати відповідну залежність. На рис. 3.1 зображена ця залежність. При цьому хмари були віднесені до краплинних, кристалічних або змішаних у залежності від того, зустрічались або не зустрічались краплі чи кристали в експериментальних пробах хмарного повітря при польоті літака-лабораторії. Повторюваності, що приводяться на рис. 3.1, отримані для всіх досліджених хмар у цілому без поділу їх на форми.

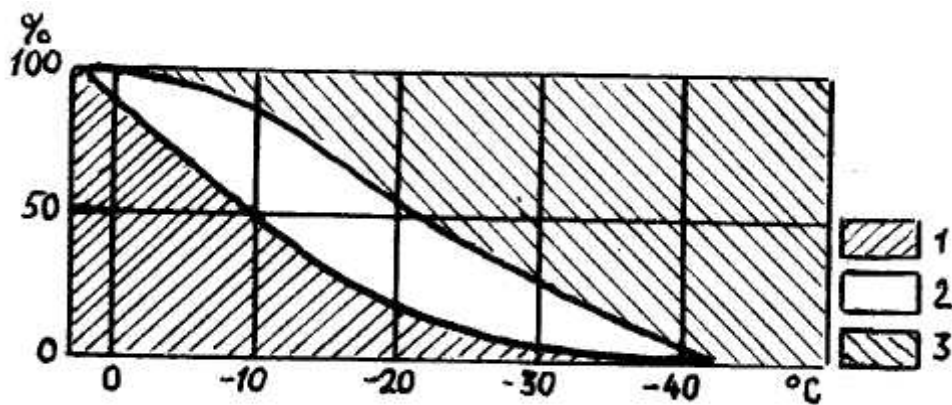


Рис. 3.1 – Повторюваність (%) різного фазового стану хмар при різній температурі. 1 – крапельні хмари; 2 – змішані хмари; 3 – кристалічні хмари

Відмінності у фазовому стані хмар різних форм визначаються насамперед їхнім температурним режимом. Деякий вплив чинять розташовані вище шари хмар і товщина хмар. Повторюваність різного фазового стану хмар різних форм для помірних широт наводяться в табл.3.1

Загальною закономірністю даних, які містяться в табл. 3.1, є зменшення повторюваності краплинних хмар і збільшення повторюваності кристалічних хмар при зниженні температури. Але спостерігається суттєва різниця у повторюваності рідкої й твердої фаз у хмарах St , Sc і Ac (перша група) і хмарах Ns і As (друга група).

Таблиця 3.1 – Середньорічна повторюваність (%) фазового стану хмар різних для помірних широт (по А.М. Боровікову)

Сезон	Фазовий стан хмар	Форми хмар				
		St	Sc	Ns	Ac	As
Літо	Краплинна	99,5	98,8	29	80	44
	Змішана	0,5	1,2	71	17	40
	Кристалічна	0	0	0	3	16
Зима	Краплинна	85	73	13	44	15
	Змішана	14	24	84	44	36
	Кристалічна	1	3	3	12	49
Рік	Краплинна	89	83	17	62	24
	Змішана	10	16	81	30	36
	Кристалічна	1	1	2	8	40

Із табл. 3.1 видно, що як взимку, так і влітку, а також у середньому за рік, у першій групі хмар повторюваність рідкої фази набагато більша, ніж у хмарах другої групи. З іншого боку, у хмарах другої групи значно зростає повторюваність змішаного фазового стану, особливо у шарувато-дошових хмарах, що є однією із основних причин утворення опадів із цих хмар.

3.2 Спектри розмірів хмарних елементів

3.2.1 Спектри розмірів крапель у хмарі

У хмарах розподіл крапель за розмірами – це досить мінлива характеристика. У великій мірі ці розподіли залежать від масштабів осереднення. Тому їх розподіляють на «локальні» спектри, до яких відносять спектри, осереднені за малими об'ємами (лінійні розміри 1-10м), і спектри розмірів крапель, осереднені за великими об'ємами (лінійні розміри 1км і більше). «Локальні» спектри бувають вузькими, так що коефіцієнт варіації $C_v = \frac{\sigma_r}{\bar{r}}$, де σ_r - стандартне відхилення, \bar{r} - середній радіус крапель, не перевищує 0,1...0,2, а бувають і досить широкими ($C_v = 0,5...0,6$) й навіть бімодальними. У той же час, спектри, що отримані шляхом осереднення за великими об'ємами, в одних випадках значно ширші за «локальні» ($C_v = 0,5$ і більше), в інших випадках залишаються також вузькими ($C_v \approx 0,2$).

У хмарах можна зустріти краплі радіусом від тисячних часток міліметра до декількох міліметрів. Загальна кількість крапель в одиниці об'єму також може змінюватись більш ніж на 4 порядки. Тому при зображенні спектра розмірів крапель часто застосовують логарифмічні

координати. Типовий вид кривої щільності розподілу хмарних крапель за розмірами зображається на рис. 3.2. Як випливає з рис. 3.2 крива розподілу розділяється на дві частини: перша розташовується ліворуч від точки r_{\min} і характеризує розподіл крапель, що знаходяться в рівновазі з пароповітряним середовищем хмари. При незмінному пересиченні вони не зростають і не випаровуються. Такі краплі отримали назву обводнених ядер конденсації. Але розподіл цих крапель може швидко змінюватись, якщо під дією висхідних чи низхідних рухів у хмарі виникають флуктуації пересичення. Як правило, r_{\min} не виходить за границі 0,1...1,5мкм.

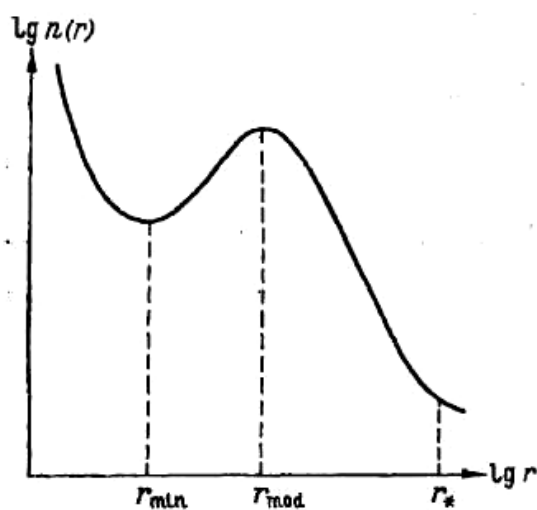


Рис. 3.2 – Характерна форма локального спектру розмірів крапель в хмарах

Саме хмарні краплі в основному зосереджені в інтервалі $[r_{\min}, r^*]$.

Краплі, радіус яких перевищує $r^* \approx 20 - 30$ мкм, часто називають крупними, а краплі радіусом більше 100мкм – надкрупними. Кількість крупних крапель у хмарах часто досягає 1%, а надкрупних – 0,001% від загальної кількості крапель в одиниці об'єму.

В помірних широтах модальний радіус крапель у хмарі (r_{mod}) дорівнює, як правило, 3-10мкм. Максимальні розміри крапель r_{max} залежать від форми хмар й стадії їх розвитку й можуть змінюватись від десятків до тисяч мікрометрів. Але основна маса води в континентальних хмарах знаходяться в краплях радіусом від 3...4 до 20...30 мкм.

Спектр розмірів крапель хмари може дуже змінюватись у границях однієї й тієї ж хмари. У деяких випадках у хмарах зустрічаються об'єми, у котрих кількість крапель настільки мала, що вони сприймаються спостерігачем як сухі об'єми. Такі об'єми хмари називають хмарними кавернами. У той же час емпіричні спектри, осереднені по великій кількості проб, виявляються досить стійкою характеристикою і її часто у

діапазоні $[r_{\min}, r^*]$ описують відповідною функцією, яка називається функцією щільності розподілу крапель за розмірами $f(r)$.

Нехай в одиниці об'єму знаходиться N крапель розміром від r_{\min} до r^* . Інтервал $[r_{\min}, r^*]$ розділимо на k часткових інтервалів $[r_{\min}, r_1]$, $[r_1, r_2], \dots, [r_{k-1}, r^*]$. Припустимо, що кількість крапель, які належать до кожного часткового інтервалу, складають, відповідно, N_1, N_2, \dots, N_k , причому $\sum_{i=1}^k N_i = N$. Відносні кількості крапель P_i , або частоти, знаходяться просто:

$$P_i = \frac{N_i}{N}. \quad (3.1)$$

Графік розподілу частот крапель за їх розмірами будується таким чином, як показується на рис.3.3, і називається гистограмою. Функція щільності розподілу крапель за розмірами $f(r)$ визначається таким чином:

$$f(r) = \lim_{\Delta r \rightarrow 0} P_i \quad (3.2)$$

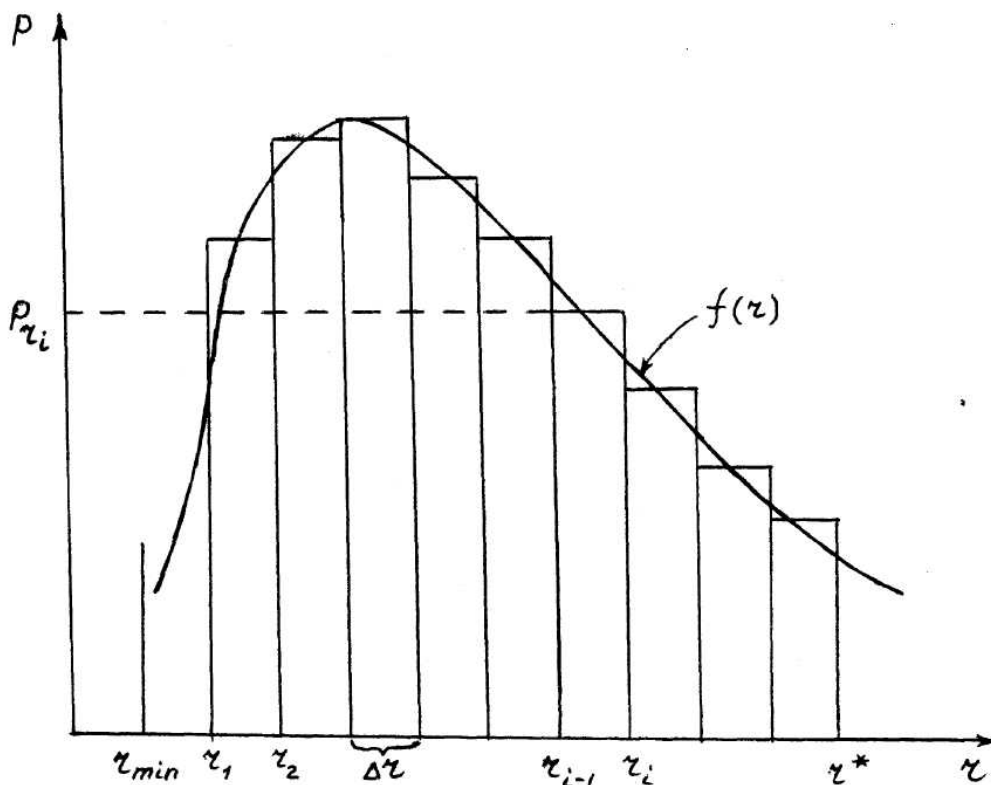


Рис. 3.3 – Визначення спектру розмірів крапель за експериментальними даними

Очевидно, при зазначеному граничному переході ми будемо мати деяку криву. Вона зображається на рис. 5.3.

Існують методи, які дають можливість на основі зазначених вище експериментів визначити аналітичний вираз цієї функції. Наприклад, у 1951 р Бест одержав таку функцію розподілу крапель за розмірами:

$$f(r) = Ar^{k-4} e^{\left(\frac{r}{a}\right)^k}, \quad (3.3)$$

де A , a і k визначаються експериментальним шляхом. Як показали дослідження, для різних хмар величини a і k набувають різні значення і розташовуються в інтервалах $12 < a < 29$ мкм; $1,92 < k < 4,90$.

На основі інших експериментів у 1952 р. Хргіан А.Х. і Мазін І.П. запропонували використовувати для характеристики розподілу крапель за розмірами функцію

$$f(r) = ar^2 e^{-er}, \quad (3.4)$$

у якій a і e - параметри, що визначаються на основі експериментальних даних. Найбільшого розповсюдження для опису розподілу крапель за розмірами отримала запропонована Л. Левиним у 1961 р. функція

$$f(r) = \frac{1}{\Gamma(\alpha)r_0^\alpha} r^{\alpha-1} e^{-\frac{r}{r_0}}. \quad (3.5)$$

Ця функція має назву функції гамма-розподілу. Величини α і r_0 є параметри цієї функції, а $\Gamma(\alpha)$ - гамма-функція, що визначається формулою:

$$\Gamma(\alpha) = \int_0^\infty t^{\alpha-1} e^{-t} dt. \quad (3.6)$$

Параметри α та r_0 визначають форму спектру крапель хмари. Вони залежать від форми хмар, а також від того, у якій частині хмари брались проби. Легко показати, що коли $\alpha = 3$ і $e = \frac{1}{r_0}$, функція (3.5) зводиться до

функції (3.4). Окрім функцій (3.3) – (3.5) для характеристики особливостей розподілу крапель хмар за розмірами можуть використовуватись й інші функції.

Окремі вимірювання поряд з результатами узагальнення великого емпіричного матеріалу, накопиченого в різних географічних районах, приводять до висновку, що осереднені спектри розмірів крапель добре відповідають розподілу (3.4) і що у помірних широтах середній радіус

коливається від 3 до 7 мкм. При цьому коефіцієнт варіації C_v знаходиться у границях 0,3...0,7, а v - границях 0,33...3,3 мкм. Більш вузькі локальні спектри задовільно описуються гамма-розподілом з високим значенням параметра α (до 5-6 і більше).

Як показали дослідження, середні радіуси крапель залежать від форм хмар. Так, у конвективних хмарах середні значення радіусів більші, ніж у шаруватих. Крім того, в купчастих хмарах велике значення має локалізація об'єму хмари, у якому проводиться вимірювання. Наприклад, у висхідних потоках середнє значення радіуса в 1,5 разів більше, ніж у низхідних. Розміри крапель залежать також від інтенсивності утягування в хмару оточуючого повітря. У середньому розміри крапель збільшуються зі збільшенням могутності купчастої хмари. Для помірних широт залежність середнього радіуса \bar{r} від могутності хмари H характеризують такі дані:

Форма хмар	$Cu\ hum$	$Cu\ med$	$Cu\ cong$	$Cu\ cong$	Cv
H км	<0,5	1,5±0,5	2,5±0,5	3-4	>4
\bar{r} , мкм	3-4	4-5	5-6	6-7	7-9

Треба мати на увазі, що оскільки криві розподілу крапель за розмірами мають правосторонню асиметрію, модальні, тобто найбільш імовірні, розміри крапель завжди менші, ніж їх середні значення.

3.2.2 Особливості розподілу розмірів крапель і кристалів у змішаних та кристалічних хмарах

Змішаний фазовий стан хмари свідчить про активну стадію її формування, коли в результаті висхідних рухів вологість незалежно від наявності кристалів залишається вищою її значення при насиченні над водою. Якщо активний процес життя хмари закінчився, то змішаний фазовий стан хмари є нестійким: кристали зростають значно швидше, ніж краплі, парціальний тиск водяної пари зменшується і коли він стає нижче тиску насичення відносно води, зростання крапель припиняється і вони починають випаровуватись. Це приводить до того, що у таких змішаних хмарах розміри крапель безперервно зменшуються і, як наслідок, у середньому в таких хмарах краплі більш дрібні, ніж у краплинних хмарах. Як показали вимірювання, в зонах зі змішаною фазою радіус крапель найчастіше дорівнює 2-3 мкм, а спектр їх розмірів досить вузький.

До кінця 70-х років експериментальні дані про розподіл і концентрації кристалів у хмарах відносились, головним чином, до великих кристалів, у яких максимальний розмір $l > 100...200$ мкм. Пізніші дослідження, однак, показали, що у хмарах є й більш дрібні кристали. У кристалічних та змішаних хмарах одночасно можуть бути кристали різних форм, у тому

числі й неправильної форми. У такому випадку важко дати визначення поняттю «розмір» частки.

Якщо за характерний розмір кристала a прийняти величину, що визначає деякі його оптичні властивості, наприклад середній переріз розсіяння (при цьому для часток сферичної форми a є діаметр), то розподіл частинок за розмірами у змішаних і кристалічних хмарах у загальному випадку задовільно описуються сумою трьох членів

$$f(a) = \sum_{i=0}^2 f_i(a), \quad (3.7)$$

де

$$f_i(a) = \frac{N_i}{\Gamma(\alpha_i + 1) \lambda_i^{\alpha_i + 1}} a^{\alpha_i} \exp\left(-\frac{a}{\lambda_i}\right) \quad (3.8)$$

при $\alpha_1 = 1$ і $\alpha_2 = 0$.

У змішаних хмарах краплинна фракція, як правило, описується першим членом формули (3.7) $f_0(a)$. На основі експериментальних даних отримано, що $a_0 = 6$, $\lambda_0 = 0,5$ мкм, а середні розміри крапель знаходяться в інтервалі 1...4 мкм. N_0 - число крапель в одиниці об'єму має порядок 10^2 см^{-3} .

І в змішаних, і в кристалічних хмарах $N_1 = 10^2 \dots 10^4 \text{ л}^{-1}$, $\lambda_1 = 6 \dots 25$ мкм; $N_2 = 10 \dots 5 \cdot 10^2 \text{ л}^{-1}$, $\lambda_2 = 50 \dots 300$ мкм.

У цих границях параметри λ_1 і λ_2 збільшуються зі зростанням температури від -4 до -10^0 С .

У краплинних та змішаних хмарах всі краплі мають кулясту форму. Форма ж льодяних кристалів надзвичайно різноманітна. Як показали дослідження, форма кристалів у великій мірі залежить від температури і вологості повітря, при яких вони утворюються. При вологості, близькій до рівноважної відносно поверхні льоду, практично при будь-якій температурі від 0^0 до -40^0 С утворюються товсті шестигранні пластини, товщина яких приблизно удвічі менша за діаметр. При вологості, близькій до насичення над водою, форми кристалів змінюються. Переважні форми кристалів у залежності від умов їх зростання добре передає узагальнена діаграма Магоно й Лі, яка наводиться на рис. 3.4. Наприклад, у хмарах верхнього ярусу, де температура не перевищує -20^0 С , переважною формою є стовпчики (пульки) й пучки стовпчастих кристалів, при температурах від -10^0 до -20^0 С спостерігаються різні види зірок,

дендритів й обзернених часток, а при температурах від 0° до -10° C утворюються переважно тонкі пластинчаті кристали. При дуже низьких температурах (біля -80° C), які характерні для перистих хмар поблизу від екватора, переважають товсті трикутні пластини у суміші з стовпчиками.

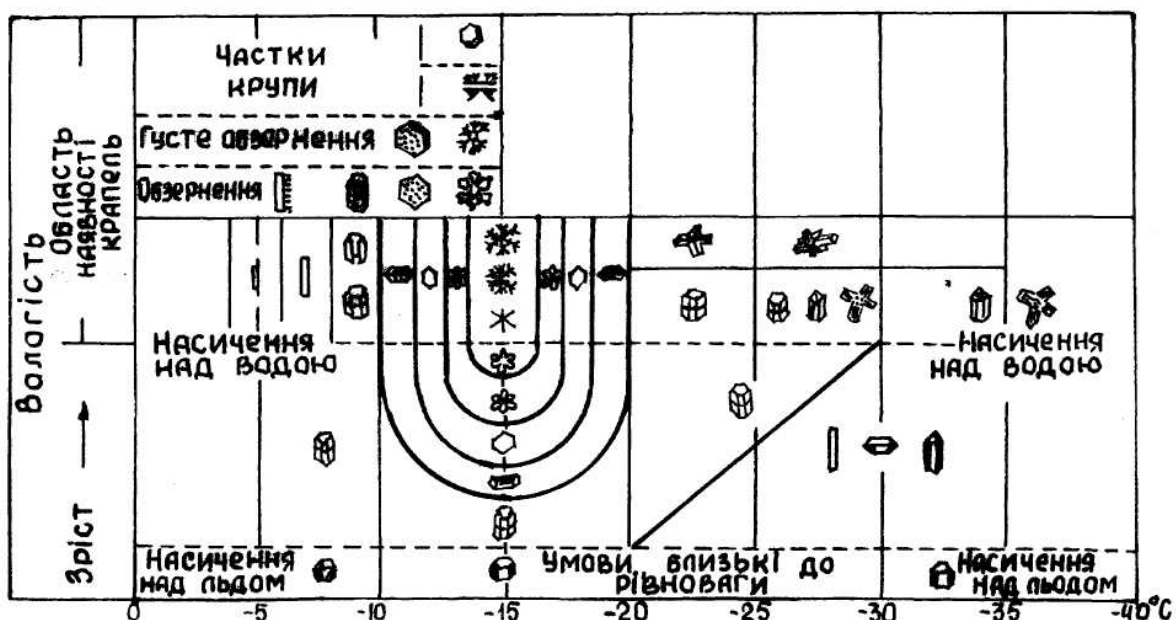


Рис. 3.4 – Узагальнена діаграма залежності переважної форми льодяних кристалів від умов їх зростання: температури та вологості

Розміри кристалів пластинчатих форм характеризують діаметром і товщиною, а кристалів голчатих форм – діаметром голок, дорівнює десяткам мікрометрів, а діаметр пластини і довжина голок знаходиться у широкому інтервалі – від десятків до тисяч мікрометрів. Довжина голок може досягати 2...3 мм. Відношення товщини h пластинчатих кристалів (простих пластин, дендритів) до їх діаметру d дорівнює частіше всього 0,01...0,02, а у випадку товстих пластин – 0,5. Характерне відношення діаметра голок до їх довжини l дорівнює 0,04...0,2, а для стовпчиків – 0,2...0,5.

Об'ємна густина кристалів менша густини суцільного льоду й залежить від їх форми. Зменшення густини залежить головним чином від наявності більшої або меншої кількості повітряних включень. Дрібні стовпчики майже не мають пустот і їх густина близька до $0,9 \text{ г/см}^3$, тобто майже дорівнює густині льоду. З ростом розмірів стовпчастих кристалів частка повітряних включень збільшується, а густина кристалів зменшується й може досягати $0,3...0,4 \text{ г/см}^3$.

3.3 Інтегральні мікроструктурні параметри хмар

3.3.1 Концентрація хмарних часток

Концентрацією хмарних елементів називають їх число в одиниці об'єму. Якщо розподіл крапель за розмірами визначається шляхом апроксимації теоретичною функцією не інтервальних частот $P_i = \frac{N_i}{N}$, а інтервальних частот N_i , тобто функцією

$$n(r) = \lim N_{r_i}, \quad (3.9)$$

то концентрація N дорівнює

$$N = \int_0^{\infty} n(r) dr. \quad (3.10)$$

Практично при визначенні концентрації інтегрування проводиться не в границях, що показані в формулі (3.10), а від r_{\min} до r^* .

У середині хмари повна концентрація часток може змінюватись від 0 до 10 см^{-3} , якщо осереднення проводити по компактних об'ємах, лінійні розміри котрих вимірюються метрами. Значення радіуса крапель r_{\min} відповідає мінімуму кривої розподілу крапель, що зображена на рис. 3.2. Концентрації крапель, що близькі до 0, як вже зазначалося вище, відносяться до «каверн», лінійні розміри яких у хмарах шаруватих форм коливаються від одиниць до десятків метрів. Вони частіше всього зустрічаються поблизу від границь хмар й займають невелику частку (біля одного процента) від загального об'єму хмари.

У середньому в континентальних краплинних хмарах концентрація крапель N ($r > r_{\min}$) дорівнює $200 - 600 \text{ см}^{-3}$, а в морських хмарах – у 5-10 разів менша. Але у хмарах концентрація хмарних елементів має велику просторову мінливість: в окремих об'ємах хмари, лінійні розміри яких складають десятки метрів, концентрація крапель може у десятки разів бути меншою або у декілька разів більшою. Концентрації різко збільшуються при підйомі у границях декількох десятків метрів над нижньою основою хмари. Досягнувши максимуму, концентрація трохи зменшується з висотою і стає у 1,5-2 рази менше максимальної біля верхньої границі хмари, поблизу якої різко падає до нуля.

Як зазначалося вище, спектр крапель у хмарі в границях від 2..3 до 20-25 мкм з достатньою точністю описується гама-розподілом. Для більш крупних крапель він характеризується степеневою залежністю. Особливо велика кількість даних накопичена для крапель радіусом більше 85 мкм.

Було встановлено, що майже завжди концентрація крапель, що мають радіус $R > R_1 = 85$ мкм зменшується зі зростанням радіуса за степеневим законом, який має вигляд:

$$N(R) = N_1 \left(\frac{R_1}{R} \right)^{\alpha-1}, \quad (3.11)$$

де N_1 - концентрація (м^{-3}) крапель радіусом 85 мкм. Це співвідношення є справедливим до радіуса R_{max} , при якому $N(R_{\text{max}}) = 0,2 \text{ м}^{-3}$. Концентрація більш крупних крапель ($R > R_{\text{max}}$) зменшується значно швидше. Параметр α залежить від форми хмар. Для шаруватих хмар він має значення 7,6, для шарувато-купчастих – 6,3, для шарувато-дощових - 4, для *Cu hum* - 10, для *Cu med* біля 4, для *Cu cong* - біля 3. Ці значення параметра α свідчать про те, що крупні краплі зустрічаються рідко в хмарах *Cu hum*, *Sc* і *St* і відносно часто в хмарах *Ns* і *Cu cong*.

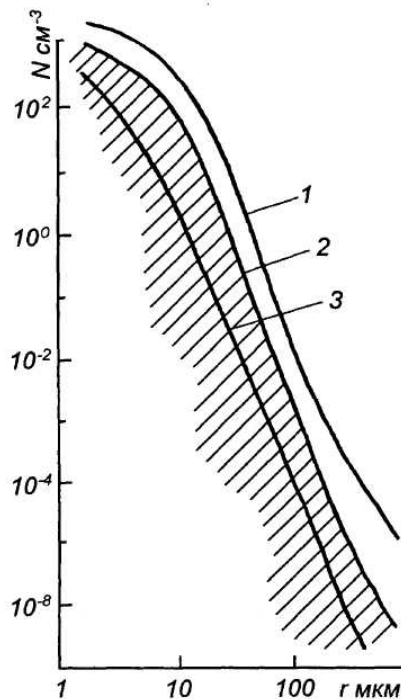


Рис. 3.5 – Узагальнений емпіричний розподіл хмарних крапель за розмірами. 1 – максимальні концентрації; 2 – крива, що обмежує зверху область (на рис.3.5 заштрихована) концентрацій; 3 – крива, що відповідає параметрам ($\alpha = 3$; $Q = 0,4 \text{ г/м}^3$, $r_1 = 4,5 \text{ мкм}$, $\delta = 6$; $N_{100} = 0,1 \text{ л}^{-1}$; $r_{\text{max}} = 400 \text{ мкм}$), характерним для крапельних хмар шаруватих форм у помірних широтах

На рис. 3.5 приводиться діаграма, яка характеризує залежність концентрації крапель від їх розмірів. Вона побудована шляхом узагальнювання накопичених емпіричних даних. Як правило, концентрація крапель у хмарах не виходить за межу, зазначену верхньою кривою. У переважній більшості випадків, концентрація крапель не виходить за межі заштрихованої області. Діаграма характеризує і той факт, що при збільшенні розмірів крапель зростає й мінливість їх концентрації. Якщо концентрація крапель хмари радіусом від 2...3 до 20...30 мкм коливається не більше, ніж на два порядки, то коливання концентрації крапель з $R > 100$ мкм знизу практично не обмежені.

У змішаних хмарах концентрація крапель має той же порядок ($10^2 \dots 10^3 \text{ см}^{-3}$), що і в краплинних хмарах. В той же час концентрація кристалів у цих хмарах має таке ж характерне значення, що і в кристалічних, де концентрація хмарних елементів знаходиться у границях $10 \dots 10^3 \text{ л}^{-1}$. При цьому мінімальні розміри кристалів мають значення біля 10 мкм.

3.3.2 Водність і льодність хмар

Водністю хмар Q_w називають масу води, яка у сконденсованому стані утримується в одиниці об'єму повітря. Ця характеристика мікроструктури має розмірність г/см^3 . Існує ще поняття питомої водності. Питомою водністю δ_w називають масу води, що утримується в одиниці маси повітря. Її розмірність – г/г .

Якщо відома щільність розподілу крапель за розмірами $f(r)$, то очевидно:

$$Q_w = N \rho_w \int_0^{\infty} \frac{4}{3} \pi r^3 f(r) dr \quad (3.12)$$

або

$$Q_w = \frac{4}{3} \pi N \rho_w \int_0^{\infty} r^3 f(r) dr = \frac{4}{3} \pi r_3^3 \rho_w N, \quad (3.13)$$

де N - концентрація крапель,
 ρ_w - густина води,
 r_3 - середній кубічний радіус (кубічний корінь від третього початкового моменту радіуса крапель).

У випадку, коли хмара кристалічна, замість водності використовується характеристика, яку називають льодність Q_L . Льодність - це маса кристалів льоду, які утримуються в одиниці об'єму хмарного повітря. За визначенням

$$Q_L = \sum_{s=1}^N m_s, \quad (3.14)$$

де m_s - маса s -того кристала, яка залежить від розмірів, форми й густини льоду.

У змішаній хмарі повна водність дорівнює

$$Q = Q_w + Q_L. \quad (3.15)$$

Водність хмар залежить від багатьох факторів й має різне значення навіть у різних частинах однієї хмари. Коливання водності у горизонтальному напрямку визначається відповідними коливаннями розподілу крапель по розмірах й їхніх концентрацій, про які йшлося вище. Але змінювання її у вертикальному напрямку підлягає визначеним закономірностям, на яких ми запинимось пізніше.

Якщо деякий об'єм хмари підіймається адіабатично, тобто без обміну з оточуючим повітрям теплом і водяною парою, і вся водяна пара, надлишкова у відношенні до стану насичення над водою, конденсується й залишається у цьому ж об'ємі, не випадаючи з нього, то маса пари, яка сконденсується таким чином, що утримується в одиниці об'єму повітря, називається адіабатичною водністю Q_{wa} . Адіабатична водність залежить від температури й тиску повітря на рівні конденсації, на якому досягається стан насичення, й висоти над нижньою границею хмари.

Відповідно до визначення

$$\frac{Q_{wa}}{\rho(z)} = S_{w_0}(T_0, p_0) - S_{w_z}(T_z, p_z), \quad (3.16)$$

де S_{w_0} , S_{w_z} - масова частка пари при насиченні над водою на рівні конденсації $z=0$ й на висоті z відповідно, T , p - температура й тиск на цих рівнях, $\rho(z)$ - густина повітря на висоті z . Для розрахунків зручно використовувати апроксимаційну формулу

$$Q_{wa} = (\epsilon_1 + \epsilon_2 t_0)z + [\epsilon_3 + t_0(\epsilon_4 + \epsilon_5 t_0)]z^2, \quad (3.17)$$

яка дає точність не нижче 6% в області $t_z > -35^0 C$ і $z > 0,1$ км. Формула дає значення адіабатичної водності в розмірності $г/м^3$. У цій формулі t_0 -

температура t_0 °C на рівні конденсації, z - висота над ним, а коефіцієнти v_i визначаються формулою

$$v_i = c_i + d_i p_0, \quad (3.18)$$

де p_0 - тиск на рівні конденсації, а коефіцієнти c_i і d_i ($i=1,5$) приводяться нижче

i	1	2	3	4	5
c_i	0,657	2,55 10	-5,03 10	1,89 10	-6,82 10
d_i	9,2 10	4,6 10	-1,6 10	-3,9 10	1,8 10

Уявлення про значення Q_{wa} дає табл. 3.2.

Таблиця 3.2 – Значення Q_{wa} (г/м³) при $p_0 = 850$ гПа
у залежності від t і z (при насиченні
пари відносно води)

t_0 °C	z км					
	0,5	1,0	2,0	3,0	4,0	5,0
10	0,94	1,75	3,01	3,86	4,34	4,53
0	0,71	1,30	2,12	2,57	2,72	2,67
-10	0,47	0,83	1,27	1,44	-	-

У хмарах водність, як правило, значно нижча, ніж Q_{wa} . Крім того, не так різко проявляється її залежність від t_0 і, особливо, від z . Різниця між Q_w і Q_{wa} обумовлена, головним чином, неадіабатичністю реальних процесів і утворенням опадів.

Для ряду практичних задач треба знати про характер просторової мінливості, насамперед особливості її розподілу по висоті у хмарах різних форм. У хмарах типу St , Sc товщиною до 600-700 м водність зростає з висотою майже до самої верхньої межі, біля якої вона різко зменшується. При товщинах хмар, більших за 700 м, водність у середньому зменшується з висотою. Хід середньої водності у хмарах цих форм при різних температурах зображується на рис. 3.6. Така залежність її від температури й висоти з достатньою точністю описується співвідношенням

$$\bar{Q} = A(1 + vt_0) \left(1 + a_1 z + a_2 z^2 + a_3 z^3 \right), \quad (3.19)$$

де t_0 і z - температура на нижній границі хмари й висота над нею, відповідно. Якщо z має розмірність км, а t_0 у °C, то для St , Sc

коєфіцієнти у формулі (3.19) мають такі значення: $A = 0,13 \text{ г/м}^3$; $v = 3,7 \cdot 10^{-2} (\text{°C})$; $a_1 = 5,0 \text{ км}^{-1}$; $a_2 = -6,0 \text{ км}^{-2}$; $a_3 = 2,1 \text{ км}^{-3}$. Зазначена вище формула може використовуватися при $z > 0,1 \text{ км}$. У шарі атмосфери нижче за $0,1 \text{ км}$ \bar{Q} швидко зменшується до нуля.

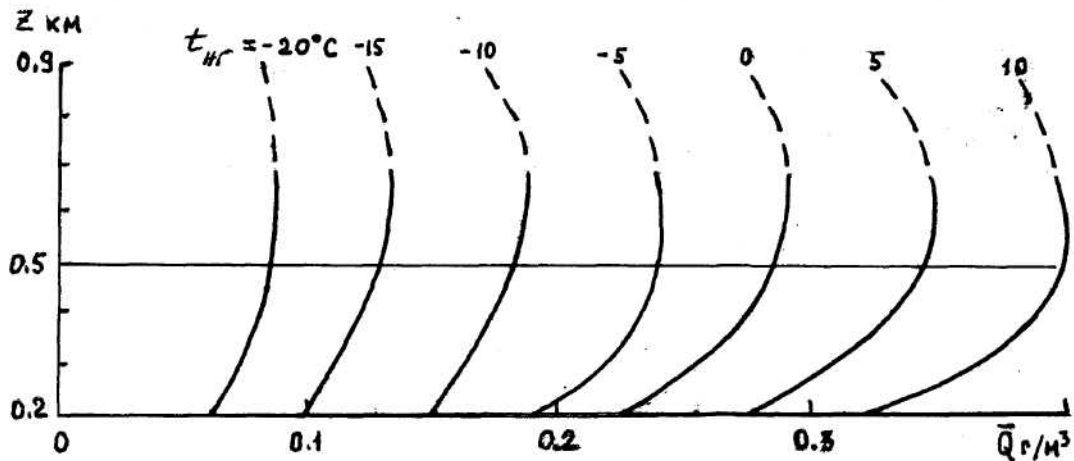


Рис. 3.6 – Хід середньої водності \bar{Q} з висотою у хмарах St, Sc при різній температурі Q_{H_2} біля нижньої межі

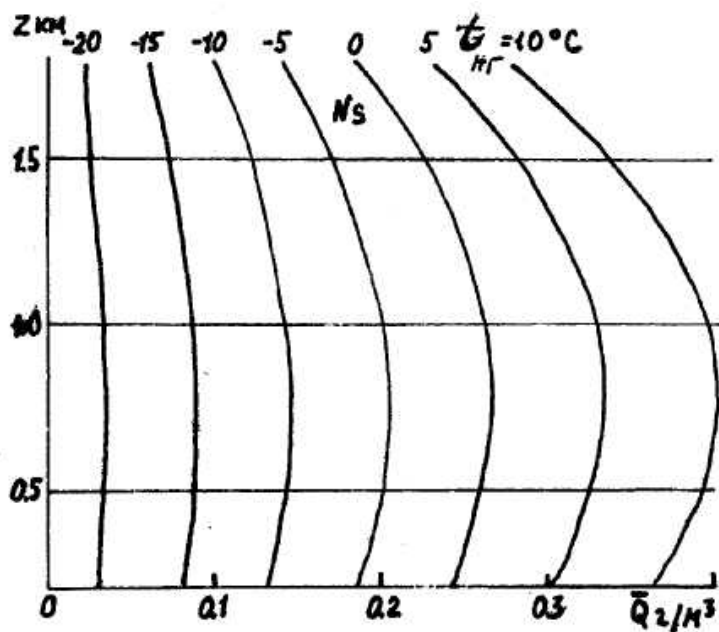


Рис. 3.7 – Хід середньої водності \bar{Q} з висотою у хмарах Ns при різній температурі Q_{H_2} біля нижньої межі

Змінювання середньої водності у рідко краплинній частині шарувато-дощових хмар зображається на рис. 3.7. У цій частині N_s середня водність у шарі $z > 0,1$ км мало змінюється з висотою, а при $z < 0,1$ км вона швидко зменшується до нуля. Розподіл середньої водності по висоті при $z > 0,1$ км у хмарах N_s визначається емпіричною формулою

$$\bar{Q} = \left(1 + v_1 t_0 + v_2 t_0^2\right) \left(1 + a_1 z + a_z z^2\right). \quad (3.20)$$

Якщо, як і раніше, виразити t_0 у $^{\circ}\text{C}$, а z - у кілометрах, то $A = 0,22 \text{ г/м}^3$, а коефіцієнти a_i і v_i мають значення, які приводяться нижче.

i	1	2
a_i	$0,55 \text{ км}^{-1}$	$-0,35 \text{ км}^{-2}$
v_i	$4,8 \cdot 10^{-2} (^{\circ}\text{C})$	$2 \cdot 10^{-4} (^{\circ}\text{C})^{-2}$

Підкреслимо, що емпіричні дані, за якими побудовані графіки на рис. 3.7 і формула (3.20), характеризують середню водність у нижній 2-кілометровій частині N_s , яка складається переважно із крапель.

Вертикальний профіль водності в конвективній хмарі суттєво відрізняється від розглянутих. Для середнього значення водності вертикальні профілі в конвективних хмарах різної могутності зображаються на рис. 3.8. Як видно, від останньої значно залежить значення максимальної водності і висоти рівня, на якому він спостерігається. Форма вертикального профілю практично не залежить від могутності хмар купчастих форм і характеризується безперервним зростанням водності з висотою до точки максимуму, яка розташовується в верхній частині хмари, потім різким падінням до нуля на верхній границі хмари.

Криві, що знаходяться на рис. 3.8, задовільно апроксимуються бета-розподілом

$$\frac{\bar{Q}(\xi)}{Q_m} = \left(\frac{\xi}{\xi_0}\right)^m \left(\frac{1-\xi}{1-\xi_0}\right)^n, \quad (3.21)$$

де $\xi = z/H$, z - висота над основою хмари, H - могутність хмари, Q_m - значення водності в точці максимуму, m , n - параметри. Результати зондування купчастих хмар за допомогою спеціального обладнання, установленого на літаку-лабораторії, яке проводилось над районами

ступової частини України дали такі значення параметрів формули (3.21), $\xi \approx 0,8$; $\bar{m} = 2,8$; $\bar{n} = 0,57$ і $\xi_0 = \frac{m}{m+n} = 0,83$.

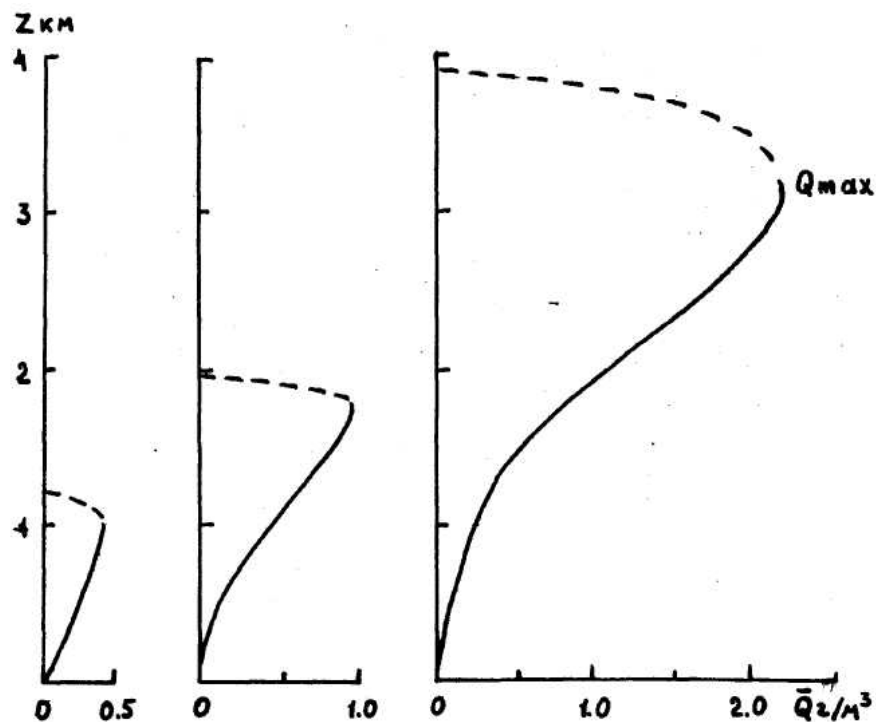


Рис. 3.8 – Характерні вертикальні профілі середньої по перерізу водності у конвективних хмарах

Значення Q_m залежить від могутності хмари H і температури біля нижньої її границі $t_{\text{нг}}$. З похибкою не більше 30% визначається діаграмою, що показана на рис. 3.9. Для приблизних оцінок можна прийняти, що середня водність у купчастій хмарі могутністю до 3 км, якщо її вимірювати в $\text{г}/\text{м}^3$, втричі менша могутності хмари в кілометрах.

У випадку більш могутніх конвективних хмар часто зустрічаються вертикальні профілі водності з двома максимумами, що можна пояснити наявністю в таких хмарах двох конвективно-нестійких шарів. Частинний мінімум водності у такій хмарі розташовується на висоті 2,5-3 км.

Як і розподіл крапель за розмірами та концентрація, водність характеризується значною мінливістю. Коливання її тим більші, чим менший масштаб осереднення. Якщо провести осереднення водності по горизонтальних масштабах 10 м, то довжини однорідних лінійних ділянок, тобто ділянок, на протязі яких водність зменшується не більше ніж удвічі, коливаються від 0,5...0,7 км до декількох кілометрів. У хмарах St , Sc , Ac і Cs вони досягають 0,5...1,5 км, у хмарах As - Cs - удвічі більші, у хмарах Ns - 1,0...2,0 км.

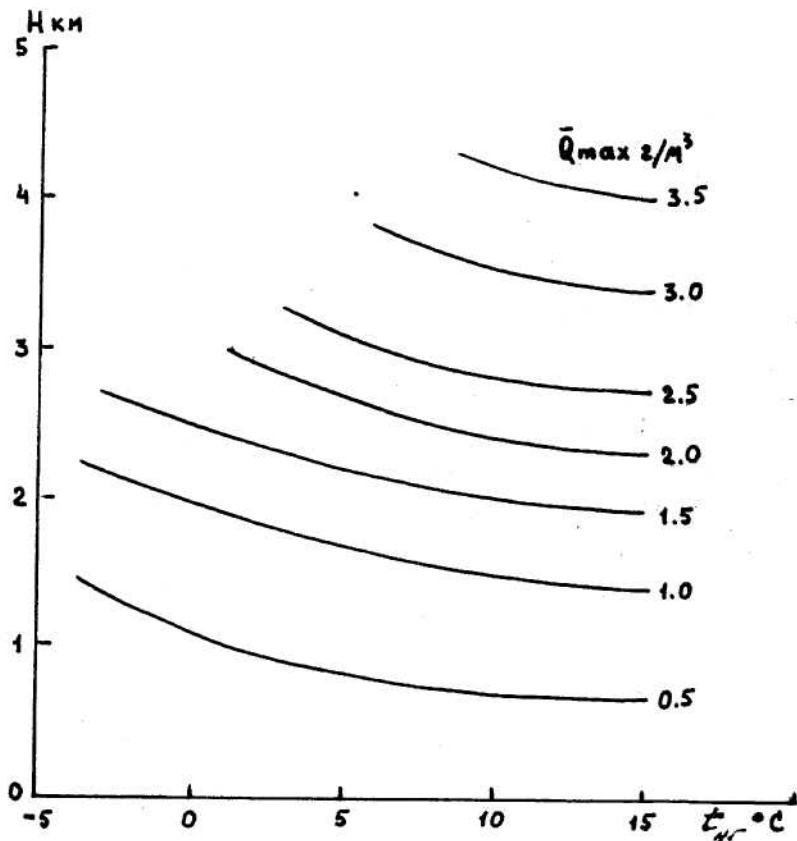


Рис. 3.9 – Діаграма для оцінки максимального значення середньої по перерізу водності \bar{Q}_{\max} в конвективній хмарі могутністю H з температурою біля нижньої границі $t_{нг}$

Як і для водності, існує поняття адиабатичної льодності. При її розрахунках вважають, що на кристалах при їх підйомі відбувається сублимація водяної пари, надмірної відносно стану насичення над поверхнею льоду. Оскільки при одній і тій же температурі тиск насичення над водою E більший тиск насичення над льодом E_l , то на поверхню льоду перейде надлишок водяної пари, який збільшить адиабатичну льодність порівняно до адиабатичної водності на величину

$$\Delta Q_{ал} = \frac{E - E_l}{RnT}, \quad (3.22)$$

тобто

$$\Delta Q_{ал} = Q_{wa} + \frac{E - E_l}{RnT}. \quad (3.23)$$

З технічної точки зору вимірювання льодності – це більш складна задача, ніж вимірювання водності у краплинних хмарах. Тому до цієї пори накопичено небагато даних про льодність хмар. Тільки для хмар верхнього

ярусу (C_i, C_s) цих даних достатньо, щоб побудувати відповідну для помірних широт емпіричну модель інтегрального розподілу значень льодності при різних інтервалах температур. Вона приводиться на рис.3.10.

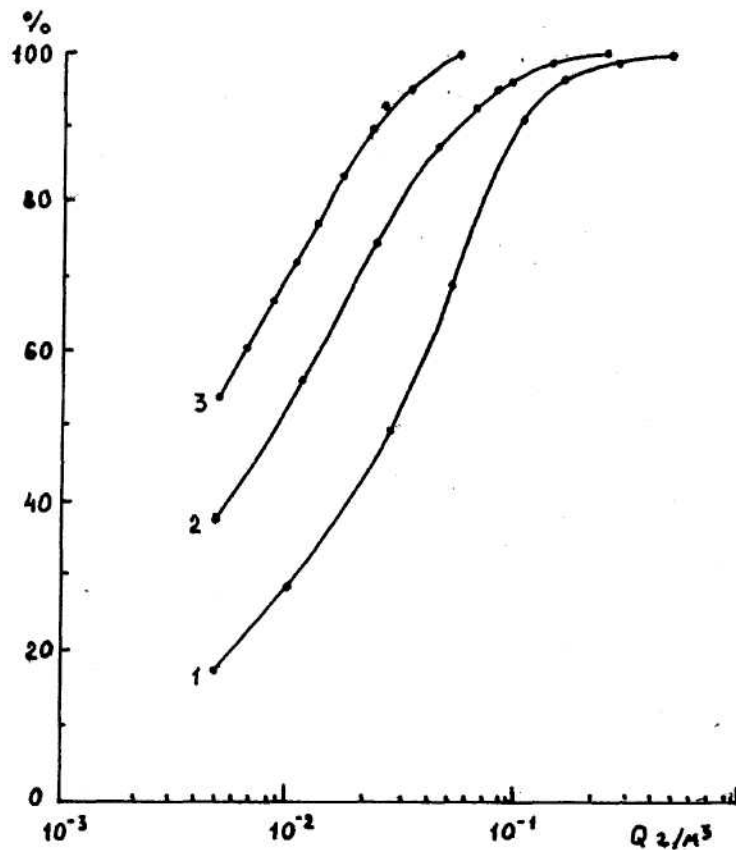


Рис. 3.10 – Повторюваність (%) різних значень льодності Q в хмарах верхнього ярусу у помірних широтах при різних температурах.

1 – $t = -10 \dots -30$ °C; 2 – $t = -30 \dots -50$ °C; 3 – $t < -50$ °C.

Загальна тривалість польотів у хмарах склала біля $5 \cdot 10^3$ км у першому випадку, біля 10^4 км – у другому і 160 км – у третьому

Нагадаємо, що адіабатичні водність і льодність визначаються при умові, що краплі й кристали не випадають із об'єму хмари, де вони утворюються. Отже, якби зі змішаних хмар опади не випадали, то льодність повинна бути більша від водності при аналогічних умовах (при тій ж температурі й висоті над нижньою границею хмари, при тому ж характерні переміщення тощо). В той же час, як показують дані, льодність кристалічних хмар майже на порядок менша водності при тому ж діапазоні температур.

Значення льодності для хмар різних форм, як показали дослідження, у цілому описуються кривою повторюваності, яка відбивається рівнянням

$$n(Q_{li}) = 100 \left\{ 1 - \exp \left[- \left(\frac{Q_{li}}{Q_0} \right)^{1/2} \right] \right\}, \quad (3.24)$$

де $Q_0 = 2,3 \cdot 10^{-2} \text{ г/м}^3$ при температурі $-4^\circ \dots -5^\circ \text{ С}$. Для діапазону температур $-2^\circ \dots -3^\circ \text{ С}$ значення Q_0 збільшується в 1,5 рази, при температурі -13° С - утричі.

На відміну від водності краплинних хмар льодність у середньому зменшується з висотою майже удвічі при підйомі на 1 км над нижньою границею кристалічної хмари.

4 Атмосферні процеси хмароутворення

4.1 Упорядковані й турбулентні вертикальні рухи і формування хмар шаруватих форм. Вплив радіаційних факторів

4.1.1 Вплив упорядкованих і турбулентних рухів

Хмари є одним з елементів кругообігу води в системі Земля-атмосфера. Утворення й еволюція хмар обумовлюються фізичними процесами, що розвиваються в атмосфері, з якої хмари отримують запаси водяної пари. Але, в свою чергу, хмари дуже впливають на розподіл характеристик атмосфери. По-перше, вони виступають у ролі регулятора радіаційних процесів, по-друге, роблять визначний внесок в процеси перетворення енергії в атмосфері завдяки фазовим переходам води.

Незважаючи на те, що в атмосфері утримується в стані водяної пари біля $13\,000 \text{ км}^3$ води, водяна пара у середньому перебуває в стані далекому від стану насичення. Біля земної поверхні відносна вологість повітря найчастіше дорівнює 60-70% й зменшується в 2-3 рази в області тропопаузи. Тому для виникнення хмар повинен бути локальне зрістання відносної вологості, завдяки якому у тій або іншій частині атмосфери водяна пара стала б насиченою. Крім того, потрібно, щоб у зоні насичення була достатньою кількістю ядер конденсації або при низьких від'ємних температурах ядер льодоутворення.

Зростання відносної вологості може обумовлюватись, як вже добре відомо, припливом водяної пари чи зниженням температури, або під дією обох факторів разом. Причиною зниження температури можуть бути як адіабатичні, так і неадіабатичні процеси. Близьким до адіабатичного є

процес охолодження повітря при вертикальних підйомах часток повітря. Основними неадіабатичними процесами, які чинять вплив на хмароутворення, є фазові переходи води, процес перетворення радіаційних потоків, турбулентний теплообмін атмосфери з підстильною поверхнею та сусідніми шарами атмосфери. Найбільш значним є внесок неадіабатичних процесів при утворенні низьких хмар шаруватих форм.

Вихідні рівняння притоку тепла й водяної пари, які враховують зазначені вище процеси, мають вигляд

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) + \frac{Lv}{c_p \rho}, \quad (4.1)$$

$$\frac{ds}{dt} = \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial s}{\partial z} \right) - \frac{v}{\rho}, \quad (4.2)$$

де θ - потенціальна температура, s - масова частка водяної пари, v - абсолютна швидкість конденсації водяної пари, тобто маса водяної пари, що конденсується за одиницю часу в одиничному об'ємі повітря. Перші члени правих частин рівнянь (4.1) і (4.2) описують вплив турбулентності атмосфери, другі – вплив конденсації пари на змінення тепловмісту й масової долі пари повітря в хмарі. У рівнянні (4.1) знехтувано членом, що характеризує радіаційний приплив тепла. Але його роль є суттєвою лише поблизу від границь хмари. Роль радіаційних процесів при хмароутворенні буде докладно розглянута пізніше.

Крім того в рівняннях (4.1) – (4.2) знехтувано членами, які враховують горизонтальний турбулентний обмін. Це має рацію, якщо процеси біля бокових меж хмар не розглядаються.

До системи рівнянь (4.1) – (4.2) для хмар, де водяна пара знаходиться у стані насичення, треба додати співвідношення

$$s = s_m = 0,622 \frac{E(T)}{P}. \quad (4.3)$$

Як відомо, рівняння (4.1) і (4.2) характеризують змінення за часом температури й масової частки водяної пари в частках повітря, що переносяться уздовж потоку повітря. Визначимо змінення їх у деякій точці простору, для чого перейдемо у лівих частинах цих рівнянь від індивідуальних до частинних похідних.

Будемо мати:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = - \left(u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) - w \frac{\partial \theta}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) + \frac{Lv}{c_p \rho}, \quad (4.4)$$

$$\frac{\partial s}{\partial t} = - \left(u \frac{\partial s}{\partial x} + v \frac{\partial s}{\partial y} \right) - w \frac{\partial s}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial s}{\partial z} \right) - \frac{v}{\rho}. \quad (4.5)$$

Рівняння (4.4) і (4.5) показують, що в деякій точці хмари зміння температури й вологості повітря обумовлюються адвекцією, упорядкованими вертикальними рухами, турбулентністю атмосфери й конденсаційним припливом тепла, стоком водяної пари. Таким чином рівняння (4.4) і (4.5) описують всі фізичні механізми, які мають велике значення при хмароутворенні.

Безпосередній розв'язок системи (4.1)-(4.3) поєднується з великими труднощами. По-перше, якщо з цієї системи вилучити s і v , то отримаємо дуже складне диференціальне рівняння відносно потенціальної температури, яке є нелінійним, має змінні коефіцієнти й досить складні праві частини. По-друге, шукані функції повинні задовольняти умовам на рухомих межах хмари, що ускладнює розв'язок системи (4.1)-(4.3) ще більше. По-третє, невідомим є момент початку хмароутворення і, разом з цим, момент переходу від системи рівнянь переносу тепла і пари у безхмарній атмосфері до системи (4.1)-(4.3).

Л.Т. Матвєєвим був опрацьований метод, у якому усунуті найбільш суттєві труднощі з перелічених. Основою методу є передумова про повне захоплення хмарних елементів (крапель та кристалів льоду) турбулентними молями. Вона підтверджується розрахунками, які показали, що краплі радіусом $r < 100$ мкм, а такі краплі складають в основному спектр крапель хмар, повністю приймають участь у турбулентних рухах часток повітря. Отже, при повному захопленні крапель й кристалів у хмарі рівняння переносу водності має вид

$$\frac{d\delta_w}{dt} = \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial \hat{s}}{\partial z} \right) + \frac{v}{\rho}, \quad (4.6)$$

де δ_w - питома водність хмари.

Складемо рівняння (4.2) і (4.6). Будемо мати:

$$\frac{d\tilde{s}}{dt} = \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial \hat{s}}{\partial z} \right). \quad (4.7)$$

Якщо помножити рівняння (4.2) на $\frac{L}{c_p}$ і скласти його з рівнянням (4.1), то

отримаємо

$$\frac{d\Pi}{dt} = \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial \Pi}{\partial z} \right). \quad (4.8)$$

В рівнянні (4.7) $\tilde{s} = s + \delta_w$ - питомий вологовміст. Питомим вологовмістом називають масу водяної пари, крапель і кристалів льоду в одиниці маси повітря. Функція $\Pi(x, y, z, t)$ у рівнянні (4.8), очевидно, дорівнює:

$$\Pi(x, y, z, t) + \frac{L}{c_p} s(x, y, z, t). \quad (4.9)$$

Рівняння (4.7) і (4.8) еквівалентні рівнянням

$$\frac{\partial \tilde{s}}{\partial t} = - \left(u \frac{\partial \tilde{s}}{\partial x} + v \frac{\partial \tilde{s}}{\partial y} \right) - w \frac{\partial \tilde{s}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial \tilde{s}}{\partial z} \right), \quad (4.10)$$

$$\frac{\partial \Pi}{\partial t} = - \left(u \frac{\partial \Pi}{\partial x} + v \frac{\partial \Pi}{\partial y} \right) - w \frac{\partial \Pi}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial \Pi}{\partial z} \right). \quad (4.11)$$

В результаті зазначених перетворень отримані рівняння, де швидкість конденсації v - відсутня.

Рівняння (4.7) і (4.8) дають змогу прийти до цікавих висновків. По-перше, вони показують, що функції \tilde{s} і Π у повітряній масі, що рухається, змінюються за часом тільки під впливом турбулентного обміну. По-друге, у випадку, коли турбулентність відсутня, $\frac{d\tilde{s}}{dt} = \frac{d\Pi}{dt} = 0$. Фізичний сенс

цього результату полягає в тому, що при відсутності турбулентності $\Pi = const$, $\tilde{s} = const$, тобто ці функції представляють собою інваріанти, які зберігають постійне значення за часом як до початку конденсації водяної пари, так і в процесі утворення й еволюції хмар.

Розв'язок рівнянь (4.7) і (4.8) при відповідних граничних умовах (однією з них може бути така: $\tilde{s} = s_1(x, y, t)$ при $z = 0$, $s = s_2(x, y, t)$ при $z = H$, де H - висота тропопаузи, s_1 і s_2 - масові частки водяної пари на зазначених висотах як функції горизонтальних координат й часу) дає можливість отримати

$$\tilde{s}(x, y, z, t) = f_1(x, y, z, t), \quad (4.12)$$

$$\Pi(x, y, z, t) = f_2(x, y, z, t), \quad (4.13)$$

на основі яких можна визначити температуру і водність хмари при заданих швидкостях упорядкованих рухів і інтенсивності турбулентності атмосфери, яку характеризує значення коефіцієнта турбулентності k . Отже, виникають питання про характеристики упорядкованих і турбулентних рухів у хмарах шаруватих форм.

Основним джерелом крупномасштабних вертикальних рухів у тропосфері є агеострофічні відхилення швидкості вітру, що викликаються приземним тертям, турбулентною в'язкістю повітря й нестационарністю крупномасштабних повітряних рухів. Перші два фактори мають найбільше значення у граничному шарі атмосфери, а нестационарність (тобто прискорення руху) існує на всіх висотах.

Агеострофічність потоків у центральній частині циклонів і в області баричних уловин приводить до конвергенції (збіжності) потоків і, таким чином, до підйому повітря, а в антициклонах і баричних гребнях – до дивергенції (розбіжності) вітру й осіданню повітря (низхідні вертикальні рухи).

Середня швидкість крупномасштабних упорядкованих вертикальних рухів у циклонах помірних широт не перевищує десятків см/с.

Наявність зв'язку між упорядкованими вертикальними рухами й хмарами шаруватих форм проявляється у тому, що системи хмар $Ns - As$ спостерігаються лише в областях упорядкованих вертикальних рухів. У областях, де $W < 0$, хмари вище граничного шару зустрічаються лише в 7% випадків. Найбільш інтенсивні й тривалі опади спостерігаються саме в циклонах і баричних улоговинах тобто там, де існують упорядковані вертикальні токи.

Разом з тим, хмари шаруватих форм часто мають і внутрішньомасове походження. Наприклад над Україною хмари шаруватих форм у 58% випадків спостерігаються в області антициклонів, з якими зв'язані низхідні крупномасштабні вертикальні рухи, а в 17% випадків – у мало градієнтних баричних полях. Отже, утворення хмар шаруватих форм може бути обумовлено не тільки упорядкованими висхідними рухами, але й іншими факторами, наприклад, атмосферою турбулентністю.

Вклад турбулентності можна уявити собі таким чином. Шаруваті хмари найчастіше формуються під затримуючими (як правило, інверсійними) шарами. При цьому нижче нижньої межі інверсії термічна стратифікація стійка, тобто $\gamma < \gamma_a$. Як відомо, в стійких шарах у результаті турбулентного перемішування значення γ збільшується й наближається до γ_a . Тому в верхній частині шару з розвиненою турбулентністю температура поступово зменшується. Це приводить до збільшення відносної вологості повітря. Її збільшенню сприяє не тільки зазначена перебудова стратифікації атмосфери, але й турбулентний перенос вологи з нижньої, тобто більш багатой водяною парою, частини шару перемішування в верхню.

Те, що турбулентність є важливим фактором хмароутворення для шаруватих хмар, підтверджують і статистичні дані. У табл. 4.1 приводяться значення коефіцієнтів турбулентності, які були отримані за вимірюваннями за допомогою літаків.

З табл. 4.1 випливає, що у хмарах шаруватих форм коефіцієнт турбулентності має більші значення, ніж при їх відсутності.

Таблиця 4.1 – Середні значення коефіцієнта турбулентності
($\text{м}^2/\text{с}$) для St і Sc

Форма хмар	Сезон	k	Число вимірювань
Sc	літо	28,2	25
Sc	зима	21,2	28
St	зима	20,9	111
Відсутні	зима	17,8	56

У 80-89% випадків, як показали вимірювання, $k < 75 \text{ м}^2/\text{с}$. У середині підінверсійних St і Sc постерігається локальний максимум коефіцієнта турбулентності. Часто вертикальний профіль коефіцієнта турбулентності є двогорбим, причому нижній максимум розташовується біля земної поверхні, а верхній – у верхній половині хмари.

Табл. 4.2 утримує дані про значення коефіцієнта турбулентності для хмар шаруватих форм, що пов'язані з атмосферними фронтами й на деяких висотах при ясному небі. Нагадаємо, що атмосферним фронтом називається поверхня поділу між двома повітряними масами з різними фізичними властивостями. Атмосферні фронти розташовуються в баричних угловинах, з якими пов'язані упорядковані висхідні рухи. Але і турбулентні рухи в зоні атмосферних фронтів проявляються дуже добре.

Таблиця 4.2 – Середні й максимальні значення коефіцієнта турбулентності ($\text{м}^2/\text{с}$) у хмарах атмосферних фронтів й при ясному небі

Значення	Хмари				Ясне небо		
	Cs	Ac	As	Ns	$z < 2 \text{ км}$	2-8км	8-12км
Тепле півріччя							
Середнє	31	68	58	46	24	22	18
максимальне	101	109	89	92	35	42	34
Холодне півріччя							
Середнє		46	43	34	22	20	6
максимальне		79	62	66	38	55	14

Видно, що в зазначених хмарах коефіцієнти турбулентності значно більші, ніж при ясному небі.

Дуже великою є мінливість турбулентності по горизонталі в фронтальних хмарах. Вона проявляється як у тому, що ділянки з інтенсивною турбулентністю чергуються з ділянками, де турбулентність незначна, так і у великих різницях амплітуд і масштабів турбулентних

пульсацій на одній висоті. У більшості випадків розміри індивідуальних турбулентних ділянок не перевищують 15-20км.

4.1.2 Вплив радіаційного фактора на хмароутворення

У початковій стадії утворення хмари роль радіаційного теплообміну не значна. Навіть в умовах насичення повітря паром радіаційний приплив тепла приблизно в 100 разів менший від припливу, що обумовлюється конденсацією водяної пари. Після утворення хмари вклад радіаційного фактора стає більш суттєвим. Навіть при невеликій водності хмар радіаційне вихолоджування збільшується в декілька разів, оскільки коефіцієнт поглинення крапель і кристалів на порядок перевищує коефіцієнт поглинення водяної пари.

Роль радіаційних факторів зростає при збільшенні тривалості «життя» хмари. Оскільки шаровидні хмари існують більш тривалий час, на них радіація впливає в найбільшій мірі.

Радіаційне змінювання температури виявляється в основному у шарі товщиною майже сто метрів безпосередньо біля границь хмари. В останній частині хмари виконуються умови променистої рівноваги і температура не змінюється.

Майже вся довгохвильова радіація, що надходить до шаровидної хмари зверху, поглинається у її верхній частині. Але температура верхньої частини хмари в цілому знижується, оскільки радіаційне вихолоджування хмари, яке обумовлюється її власним випромінюванням відбувається значно швидше, ніж нагрівання. Виділення при цьому теплоти фазових переходів приводить до зменшення охолоджування лише на 20-30%. За теоретичними і експериментальними даними у хмарі, яка складається з одного суцільного шару, швидкість радіаційного вихолоджування верхньої межі може дорівнювати від сотих часток до декількох градусів за годину. Вихолоджування спочатку відбувається дуже швидко, потім поступово сповільнюється.

Оскільки радіаційне вихолоджування верхньої крайки хмари йде більш інтенсивно, ніж надхмарного повітря, то над хмарою й частково у середині її верхньої частини утворюється температурна інверсія. Отже, шаровидні хмари не тільки посилюють надхмарну інверсію, але можуть самі її породжувати.

Звичайно, променисті процеси не завжди відіграють головну роль в утворенні надхмарних інверсій. Наприклад, коли хмара складається з двох шарів, досить часто інверсія спостерігається не тільки над верхнім, але і над нижнім шаром. Проте цей ефект пояснити впливом радіації неможливо.

Радіаційне вихолоджування верхньої частини хмари у великій мірі залежить від характеристик надхмарного повітря, особливо від його вологості. Зі зменшенням останньої воно зростає. Наявність над шаровидною хмарою шарів повітря з підвищеною вологістю, з серпанком і тим більш з іншими, не обов'язково шаровидними, хмарами приводить до ослаблення радіаційного вихолоджування біля верхньої окрайки хмари.

Радіаційне вихолоджування верхньої частини шаровидної хмари приводить до збільшення водності хмари і висоти її верхньої границі. Біля нижньої границі завдяки невеликого зростання температури водності трохи зменшується.

Розглянуті вище оцінки впливу радіації на температуру шаровидної хмари зроблені без урахування турбулентного переміщування. Під його впливом радіаційне охолодження або нагрівання поширюється на значно більшу глибину, а величина його зменшується. Наприклад, якщо коефіцієнт турбулентності дорівнює $10 \text{ м}^2/\text{с}$, то шар, у якому спостерігається радіаційне вихолоджування, збільшується приблизно удвічі порівняно з винятком, коли він дорівнює нулю.

У цілому, хмара відіграє для тропосфери роль охолоджувача. Навіть при наявності одного шару хмар шаровидних форм вони дають майже половину радіаційного вихолоджування атмосфери. Якщо хмара складається з декількох шарів, цей ефект збільшується до 80%.

Реальні атмосферні процеси виявляються більш складними, ніж окремі фізичні механізми, що розглядалися. Наприклад, сполучення радіаційного вихолоджування верхньої частини шаровидної хмари з нагріванням її нижньої частини приводить до збільшення вертикального градієнта температури і, таким чином, до посилення турбулентного перемішування у середині хмари. Отже, вплив турбулентності у такому випадку збільшується, а відносна роль радіаційних факторів зменшується.

Великий вплив на інтенсивність радіаційних процесів у хмарах чинять їх водозапаси. Як показали дослідження, ефективна випромінювальна (поглинальна) здатність ε хмар St , Sc , Ns , As , що розраховувалась по низхідним потокам теплової інфрачервоної радіації, залежить від вологозапасу m хмари за законом

$$\varepsilon = 1 - \exp(-0,158m), \quad (4.58)$$

де m у $\text{г}/\text{м}^2$.

У таблиці 4.3 містяться значення середніх швидкостей радіаційного змінення температури для хмар різних ярусів і при відсутності хмар. В останньому випадку розглядався шар атмосфери між поверхнею Землі й висотою 3 км.

Таблиця 4.3 – Середні швидкості радіаційного змінення температури повітря при наявності хмар різних ярусів ($^{\circ}C$ /годину)

Хмари	Сезон	Швидкість радіаційного змінення температури			
		Під хмарою	На нижній границі	У середині хмари	На верхній границі
Безхмарно	Зима	-0,034	-	-	-
	Літо	-0,048	-	-	-
A_c, A_s	Зима	-0,011	0,031	-0,062	-0,094
	Літо	-0,014	0,061	-0,066	-0,141
S_c, S_t	Зима	-0,009	0,006	-0,019	-0,158
	Літо	-0,000	0,012	-0,008	-0,078
$N_s - A_s$	Зима	0,000	-0,004	-0,013	-0,031
	літо	0,014	0,016	-0,049	-0,169

Ці результати отримані шляхом узагальнення великого обсягу даних актинометричних радіозондів. Видно, що описані фізичні механізми впливу радіаційних процесів на температурні характеристики хмар підтверджуються експериментальними даними.

4.2 Атмосферні хвилі і їх роль в утворенні хвильовидних хмар

Атмосферні рухи відносно земної поверхні не обмежуються вже розглянутими упорядкованими горизонтальними і вертикальними переносами повітря та неупорядкованими турбулентними рухами. Для атмосфери характерна також наявність і хвильових збурень різних довжин хвиль та амплітуд.

В атмосфері спостерігається цілий спектр масштабів процесів, що формуються під дією різноманітних факторів. Відповідно до прийнятої класифікації часові масштаби атмосферних процесів τ підрозділяються на: α - макромасштаб (τ - неділі), β - макромасштаб (τ - до неділі), α - мезамасштаб (τ до декількох діб), β - мезамасштаб (τ - від доби до декількох годин), γ - мезамасштаб (τ - від години до десятків хвилин), α - мікромасштаб (τ - від десятків хвилин до хвилини), β - мікромасштаб (τ десятки секунд) і γ - мікромасштаб (τ - декілька секунд).

З точки зору процесів хмароутворення найбільший інтерес являють ті хвильові рухи, які виникають у шарах з інтенсивністю або дуже стійкою температурною стратифікацією, які часто називають затримуючими шарами, а також хвилі, що утворюються при обтіканні потоком гір або височин. Ці хвильові збурення в атмосфері називають внутрішніми

гравітаційними хвилями, або хвилями Гельмгольца. Вони утворюються, коли при переході через затримуючий шар повітря відбувається розрив горизонтальної складової швидкості вітру разом із стрибкоподібним змінням густини повітря.

Якщо припустити, що деяка поверхня розділяє повітряні потоки з різною температурою (густиною) й різними швидкостями, рухи повітря є плоскими, а швидкість й температура дорівнюють u_B, T_B вище розділяючої поверхні й u_H, T_H - нижче поверхні, причому у кожному з шарів повітря швидкість вітру й температура не змінюються з висотою, то швидкість поширювання хвилі c (фазову швидкість) можна визначити формулою:

$$c = \frac{T_B u_H + T_H u_B}{T_H + T_B} \pm \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi} \frac{T_B - T_H}{T_B + T_H} - T_B T_H \frac{(u_B - u_H)^2}{(T_B + T_H)^2}}, \quad (4.59)$$

де λ - довжина хвилі.

При деяких співвідношеннях між T_H, T_B, u_H і u_B функція, що розташовується під коренем квадратним, може стати від'ємною, а величина c - комплексною функцією. У цьому випадку хвилі існувати не можуть. Граничним є випадок, коли корінь квадратний дорівнює нулю. Це дає критичне значення довжини хвилі $\lambda = \lambda_{кр}$. Отже,

$$\frac{g\lambda_{кр}}{2\pi} \frac{T_B - T_H}{T_B + T_H} - T_H T_B \frac{(u_B - u_H)^2}{(T_B - T_H)^2} = 0. \quad (4.60)$$

Звідки

$$\lambda_{кр} = \frac{2\pi}{g} T_H T_B \frac{u_B^2 - u_H^2}{T_B^2 - T_H^2}. \quad (4.61)$$

Всі хвилі, для яких $\lambda > \lambda_{кр}$, є стійкими, тобто такими, у яких амплітуда не змінюється. Хвилі, що мають $\lambda < \lambda_{кр}$ - нестійкі. Їх амплітуда збільшується за часом.

Згідно з формулою (4.61), $\lambda_{кр}$ зростає зі збільшенням $\Delta u = u_B - u_H$ і зменшенням $\Delta T = T_B - T_H$. Розрахунки показують, що за умов, які можуть спостерігатись в атмосфері, $\lambda_{кр}$ змінюються від сотень метрів до 5-8 км. Швидкість поширювання цих хвиль, очевидно, дорівнює

$$c^* = \frac{T_B u_H + T_H u_B}{2} \approx \frac{u_H + u_B}{2}. \quad (4.62)$$

Якщо довжина хвилі $\lambda < \lambda_{кр}$, то фазова швидкість такої хвилі може бути і більше і менше за c^* .

Під впливом таких хвильових рухів за визначених умов можуть утворюватися хвильоподібні хмари, які мають вигляд поширеного по горизонталі на десятки і сотні кілометрів шару, який складається з валів, гряд, плит.

При достатній вологості повітря в гребенях хвиль висхідні рухи приводять до конденсації водяної пари й утворення хмарних хвиль. Такі хмарні утворення можуть виникати у будь-якому ярусі. В нижньому ярусі – це шарувато-купчасті (Sc), у середньому ярусі – висококупчасті (Ac), у верхньому ярусі – перисто-купчасті (Cc). В проміжках між валами загальне рівномірне опускання повітря приводить до утворення просвітів. Якщо вологість повітря велика, то просвіти можуть бути відсутніми.

Як показують спостереження, у шарувато-купчастих хмарах на висотах 0,3...1,9 км довжина хвилі $\lambda = 0,87...6,7$ км з середнім значенням $\bar{\lambda} = 2,46$ км. Хвилі такої довжини відносяться до γ - мезомасштабу й α - мікромасштабу.

Коли хвилі Гельмгольца стають нестійкими ($\lambda < \lambda_{кр}$), вони закручуються й перетворюються у ряд вихорів. На рис. 4.1 зображаються результати горизонтального зондування хвильоподібних хмар за допомогою літака-лабораторії. На ньому можна бачити приклади утворення хмарних шарів з вихорами, причому областям з висхідними рухами повітря $w > 0$ (на даному рівні польоту) відповідає падіння потенціальної температури, і навпаки. Спостерігаються й більш дрібні турбулентні вихори, які визначаються пульсаціями вертикальної швидкості w і потенціальної температури θ .

Хвильоподібні хмари можуть формуватись не тільки під дією хвиль Гельмгольца, а й під впливом чарункові конвекції.

При утворенні хвильоподібних хмар конденсація водяної пари сприяє зростанню нестійкості хмарного шару, що характеризується значенням вертикального градієнту температури $\gamma > \gamma'_a$. Тоді у гребенях хвиль може виникнути конвекція, спочатку така, що приводить до утворення $Ac\ cuf$ (купчаста конвекція), потім чарункова Її елементи переносяться як ціле потоком. При чарунковій конвекції весь під інверсійний шар розпадається на ряд квадратних або шестикутних чарунок. Горизонтальні розміри чарунки D досягають декілька кілометрів, вертикальні розміри $h \sim 1 - 2$ км. Відношення розмірів чарунок D і h теоретично дорівнюють близько 3, але в реальній атмосфері – значно більше – 11 – 16. Вертикальні градієнти (зсуви) вектора вітру дуже малі, в той час, коли вертикальні градієнти температури у конвективному шарі близькі до адіабатичного

градієнта. Над конвективним шаром розташовується затримуючий, тобто дуже стійкий шар. Висхідні рухи можуть бути в центрі, а низхідні – на периферії чарунки. Такі чарунки називаються закритими. Спостерігаються й відкриті ячейки, тобто такі, у яких на периферії містяться висхідні, а в центрі – низхідні рухи.

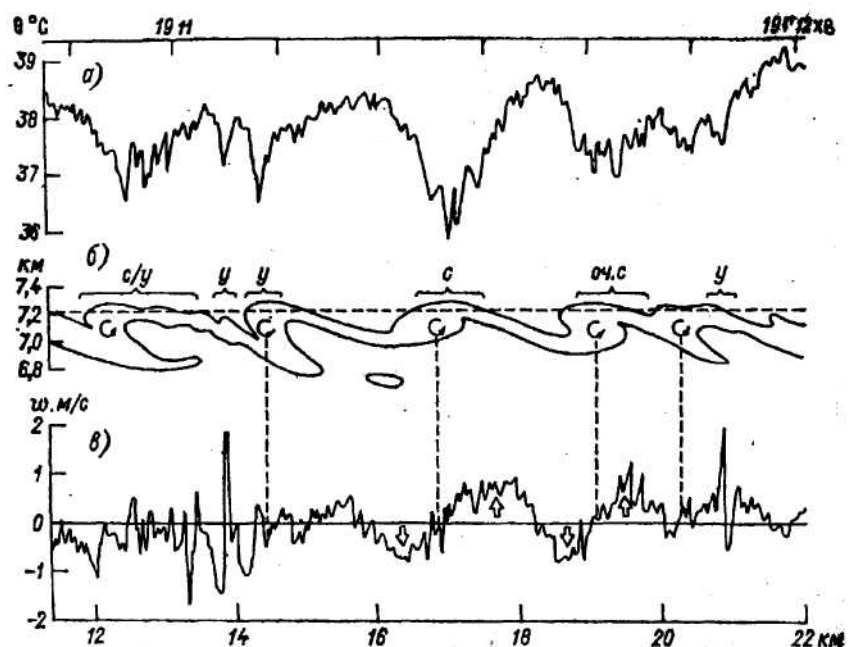


Рис. 4.1 – Результати горизонтального зондування шару хвильових хмар; а) – коливання потенціальної температури уздовж лінії польоту; б) – вертикальний переріз хмар та вихорів у них уздовж лінії польоту (штрихована лінія); в) коливання вертикальної швидкості; с) – слабка турбулентність; у) – помірна турбулентність. Час – середній європейський

Лінійна теорія конвекції розроблена Релеєм. Вона дає можливість зробити два висновки.

1. Режим руху залежить від безрозмірного числа R_a , яке називається числом Релея й має видгля:

$$R_a = \frac{(\gamma - \gamma_a) g h^4}{\bar{T} \nu k}, \quad (4.63)$$

де h - товщина конвективного шару; γ - вертикальний градієнт температури; γ_a - сухоадіабатичний градієнт (у середині хмари змінюється на вологадіабатичний γ'_a); ν - динамічний коефіцієнт в'язкості; k - коефіцієнт температуропровідності, \bar{T} - середня температура шару; g - прискорення вільного падіння.

2. Якщо числа Релея перевищують деякі критичні значення $R_{a_{кр}}$, то у шарі рідини або газу виникають періодичні (хвильові) рухи за типом чарунок, амплітуда яких за часом збільшується. За умовою $R_a < R_{a_{кр}}$ амплітуда хвильових рухів не змінюється.

Для ламінарних рухів $R_{a_{кр}} \approx 1700$, але коли в атмосфері спостерігається інтенсивна турбулентність (ν і k приймають великі значення), $R_{a_{кр}} = 10^6 - 5 \cdot 10^{15}$. В умовах атмосфери при $\gamma'_a - \gamma = 10^4 - 10^{-3}$ °C/м і $k \sim 10 - 10^2$ м²/с маємо для R_a при $h = 1 \dots 3$ км значення $10^4 - 10^6$. Отже, при товщині конвективного шару 1...3 км в атмосфері можуть існувати стійкі (оскільки $R_a \leq R_{a_{кр}}$) періодичні рухи за типом чарунок.

В табл. 4.4 приводяться дані про стратифікацію температури та вітру над океанами у випадку відкритих та закритих чарунок за результатами дослідження Н.Ф. Вельтищева.

Таблиця 4.4 – Середні значення характеристик температурної стратифікації атмосфери та швидкість вітру (м/с) на стандартних рівнях (земля, 850, 700 і 500 гПа) у випадках чарункової конвекції

Тип чарунок	ΔT °C Вода - повітря	Конвективний шар					
		h км	γ °C/100м	u_0	u_{850}	u_{700}	u_{500}
Відкриті	2,8	1,58	0,83	11,4	12,5	15,0	22,2
Закриті	1,3	1,47	0,79	8,9	10,6	10,0	13,2

Відкриті конвективні чарунки утворюються, як правило, у повітряних масах, що поступово нагріваються, й найбільш характерні для районів з адвекцією холоду або з великомасштабними низхідними рухами. Закриті чарунки є типовими для повітряних мас, які поступово охолоджуються, й районів з слабкими великомасштабними висхідними рухами. При великих швидкостях низхідних або висхідних рухів чарунок конвекція не формується. Відкриті чарунки виникають у таких шарах, де вертикальний градієнт температури зменшується з висотою $\left(\frac{\partial \gamma}{\partial z} < 0\right)$, а закриті – у шарах,

де він збільшується $\left(\frac{\partial \gamma}{\partial z} > 0\right)$.

Ячейкова конвекція є причиною утворення великих полів хмар, елементи яких мають вид полігональних або круглих ячеек. Над північною Атлантикою, наприклад, ячейкові хмари спостерігаються у середньому кожну четверту добу. Поля ячейкових хмар можуть зберігатися без суттєвої перебудови на протязі декількох годин і навіть діб.

Горизонтальні й вертикальні розміри ячейкових хмар відповідають горизонтальним та вертикальним розмірам конвективних ячеек.

Своєрідні чарункові *Св там.* (*tamatus* - вим'явидні) досить часто утворюються на нижній поверхні наковалень купчасто-дошових хмар, якщо стратифікація атмосфери дуже нестійка. Вони є відкритими конвективними чарунками з низхідним потоком у центрі.

Зростання вертикальних градієнтів швидкості вітру приводить до дестабілізації чарунок. У цих випадках виникає двомірна чарунка конвекції, яка має вид перемінних смуг з висхідними й несхідними потоками. У цьому випадку утворюються гряди хмар («хмарні вулиці»), які складаються з окремих чарунок або їх груп, витягнутих у лінію. Відстань між чарунками набагато менша, ніж між сумішними хмарними грядками.

Хмарні гряди найчастіше утворюються над океанами й локалізуються у шарах, де

$$\left| \frac{\partial u}{\partial z} \right| \approx 10^{-3} - 10^{-2} \text{ с}^{-1}; \quad \left| \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right| \approx 10^{-6} \text{ м}^{-1} \text{ с}^{-1}; \quad \gamma = 0,9^\circ \text{ C}/100 \text{ м}.$$

При нагріванні повітряного потоку грядова конвекція посилюється, а її вертикальна могутність зростає. Охолодження конвективного шару, навпаки зменшує стійкість і, якщо градієнт швидкості вітру перевищує деякі критичні значення, двомірні вали існувати не можуть.

Якщо у конвективному шарі напрямок вітру є постійним, то утворюються повздовжні (паралельні вітру) хмарні гряди. У протилежному випадку вони орієнтуються в напрямку зсуву вітру. Такі гряди носять назву поперечних гряд. Вони переміщуються з швидкістю і в напрямку компоненти вектора вітру, нормальної до гряд. Якщо в атмосфері є декілька конвективно нестійких шарів з неоднаковими вертикальними профілями вітру, повздовжні й поперечні гряди можуть спостерігатись одночасно.

Відстань між сумішними хмарними грядками дорівнює 2...8 км, а вертикальна могутність h конвективного шару – 0,8...2,0 км.

Важливою особливістю двомірних чарунок є наявність у середині них гелікальної циркуляції – спіралевидного обертання повітря навколо повздовжньої осі гряд. Така циркуляція забезпечує двовимірній конвекції динамічну стійкість.

Важливою різновидністю хвильовидних хмар є орографічні хмари *Sc und* і *Ac und* (*undulatus* - хвильовидні) і сочевицеподібні (*lenticularis*), які виникають у всіх хмарних ярусах - *Sc lent*, *Ac lent* і *Cc lent*. Довжина «сочевиць» досягає 20...30 км, а товщина – декількох сотень метрів.

Орографічні хмари виникають у гребнях гірських хвиль, що утворюються над хребтами й окремими горами з їх підвітряної сторони, якщо стратифікація стійка, а перпендикулярна до гори компонента швидкості вітру перевищує 8...12 м/с. Особливістю гірських хвиль є те, що їх гребні й улоговини весь час знаходяться на одному місці. Довжини хвиль залежать від швидкості вітру, вертикального градієнта температури, розмірів гори й деяких інших факторів. Вони знаходяться в інтервалі від 2...3 до 40...45 км, але найчастіше біля 10 км. Амплітуди хвиль близькі до висоти перепони, що обтикається, а вертикальні швидкості в гребнях й улоговинах досягають декількох метрів за секунду. Амплітуди й довжини хвиль максимальні, як правило, в середній тропосфері. Це пояснює високу повторюваність *Ac und* і *Ac lent*, тобто хмар середнього ярусу, у гірських місцевостях.

Умови виникнення гірських хвиль характеризуються параметром Скоррера

$$l^2 = \frac{g\beta}{u_n^2}, \quad (4.64)$$

де $\beta = \frac{1}{T}(\gamma_a - \gamma)$, u_n - нормальна до хребта компонента швидкості вітру.

Для існування хвиль необхідно, щоб параметр l^2 був додатним ($\gamma_a > \gamma$) і зменшувався з висотою. Остання умова, як правило, спричиняється зростанням u_n з висотою, оскільки в атмосфері діапазон можливих змінювань для β більш вузький, ніж для u_n . Довжина хвилі (км) визначається формулою

$$\lambda = 6,3u_n\sqrt{T/10(\gamma_a - \gamma)} \cdot 10^2, \quad (4.65)$$

де u_n - у м/с, T - у Кельвінах, γ і γ_a - у $^{\circ}\text{C}/100$ м. Особливо сприятливою умовою для утворення гірських хвиль є наявність вище хребта інверсійного або ізотермічного шару.

Гірські хвилі мають дві важливі властивості: обертання ліній течій і явище резонансу. Перша з них полягає у тому, що у хвильовій зоні зі змінюванням висоти лінії течії зсуваються одна відносно одної. В результаті вище й нижче вузлових поверхонь (рівнів обертання) над ділянками з $w > 0$ розташовуються ділянки, де $w < 0$ і навпаки (рис. 4.2).

Геометричні місця улоговин й гребнів нахилени за потоком. Це пояснює той факт, що у багатоярусних сочевицеподібних хмарах окремі «сочевиці» зсунуті відносно одна одної по вертикалі.

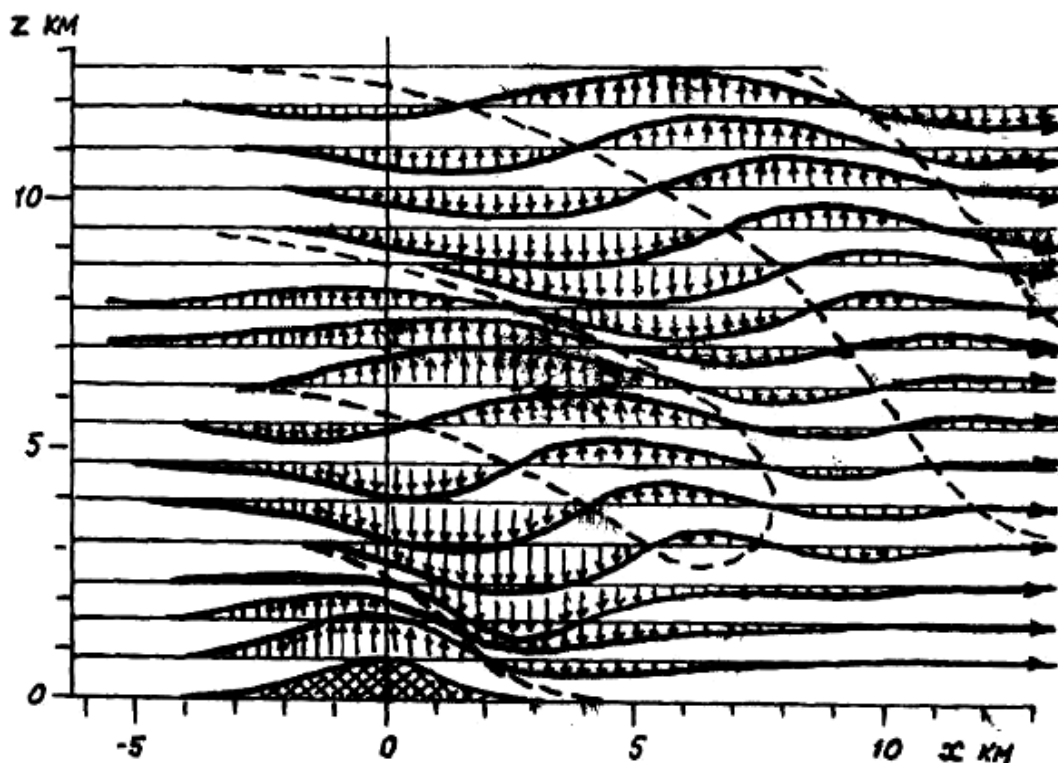


Рис. 4.2 – Лінії течії над гірським хребтом по розрахунках Кене у випадку, коли частота Брента-Вяйсяля N дорівнює 10^{-2} с^{-1} , швидкість вітру біля земної поверхні 10 м/с (штрихованим лініям відповідають $w = 0$, $N^2 = \frac{g}{\theta} \frac{d\theta}{dz}$)

Явище резонансу полягає в тому, що значення амплітуди при інших різних умовах максимальні, якщо довжина хвилі близька до ширини гори. Товщина хвильової зони може значно перевищувати висоту перешкоди. У зв'язку з цим хвильовидні хмари часто спостерігаються й над низькими хребтами.

4.3 Фізичні умови формування хмар купчастих форм

4.3.1 Рівень конденсації

У розділі «Термодинаміка атмосфери» зроблено висновок про те, що конвективний підйом часток вологого повітря до рівня конденсації z_k відбувається за такими ж закономірностями, як і часток сухого повітря.

Адіабатичний підйом об'ємів повітря приводить до зниження його температури й зростання відносної вологості, при цьому масова частка водяної пари залишається незмінною.

Використаємо формулу для масової частки водяної пари $s = 0,622 e/p$ й знайдемо логарифмічну похідну по висоті

$$\frac{1}{s} \frac{ds}{dz} = \frac{1}{e} \frac{de}{dz} - \frac{1}{p} \frac{dp}{dz}. \quad (4.66)$$

Оскільки від земної поверхні до рівня конденсації в об'ємі повітря, що піднімається, масова частка пари не змінюється, тобто $\frac{ds}{dz} = 0$, будемо мати

$$\frac{1}{e} \frac{de}{dz} = \frac{1}{p} \frac{dp}{dz}. \quad (4.67)$$

Як відомо, тиск водяної пари і точка роси τ зв'язані співвідношенням $e = E(\tau)$. Запишемо для нього рівняння Клаузіуса - Клапейрона, а для правої частини використаємо основне рівняння статки атмосфери. Тоді отримаємо після нескладних перетворень

$$\frac{L}{R_n \tau^2} \frac{d\tau}{dz} = -\frac{g}{R_c T}. \quad (4.68)$$

Позначимо вертикальний градієнт точки роси через $\gamma_\tau = -\frac{d\tau}{dz}$. Як видно з формули (4.68), він є змінною величиною і залежить від τ і T повітря, що піднімається. Але у першому наближенні його можна прийняти постійним, оскільки змінювання τ і T не дуже впливає на γ_τ . При $T = \tau = 270$ К будемо мати з формули (4.68)

$$\gamma_\tau = -\frac{d\tau}{dz} = 0,0017^\circ \text{C/м} = 0,17^\circ \text{C/100м}. \quad (4.69)$$

Тоді можна записати для точки роси

$$\tau(z) = \tau_0 - \gamma_\tau z, \quad (4.70)$$

де τ_0 - точка роси на початковому рівні $z=0$. З другого боку, температура повітря, яка підіймається, теж змінюється за лінійним законом

$$T(z) = T_0 - \gamma_a z. \quad (4.71)$$

Рівнем конденсації буде та висота z_k , де $T(z) = \tau(z)$, що приводить до співвідношення

$$\tau_0 - \gamma_\tau z_k = T_0 - \gamma_a z_k$$

або

$$z_k = \frac{T_0 - \tau_0}{\gamma_a - \gamma_\tau}. \quad (4.72)$$

Якщо підставити значення γ_a і γ_τ , то будемо мати для висоти рівня конденсації формулу

$$z_k = 122(T_0 - \tau_0) \quad (4.73)$$

де z_k - у метрах.

Формула (4.73) називається формулою Ферреля. Існує ще декілька формул, які дають можливість розрахувати висоту рівня конденсації. Очевидно, для відносної вологості f можна записати

$$\frac{1}{f} \frac{df}{dz} = \frac{1}{e} \frac{de}{dz} - \frac{1}{E} \frac{dE}{dz}. \quad (4.74)$$

Маючи на увазі зроблені вище обґрунтування, на основі рівняння (4.74) отримаємо

$$\frac{1}{f} \frac{df}{dz} = \frac{1}{E} \frac{dE}{dT} (\gamma_a - \gamma_\tau), \quad (4.75)$$

А N з урахуванням формули Клаузіуса – Клапейрона

$$\frac{1}{f} \frac{df}{dz} = \frac{L}{R_n T^2} (\gamma_a - \gamma_\tau). \quad (4.76)$$

Права частина диференціального рівняння (4.75) після підставлення значень параметрів дорівнює $6,1 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-1}$. Отже, маємо елементарне диференціальне рівняння

$$\frac{1}{f} \frac{df}{dz} = 6,1 \cdot 10^{-4}.$$

Розв'язок його при граничній умові $f = f_0$ при $z = 0$ має вигляд:

$$\ln f = 6,1 \cdot 10^{-4} z + \ln f_0 \quad (4.77)$$

На рівні конденсації $z = z_k$ відносна вологість дорівнює $f = 100\%$.

З урахуванням цього, маємо,

$$z_k = 3780(2 - \lg f_0), \quad (4.78)$$

де z_k - у метрах.

Формулу (6.77) можна записати й так для умов рівня конденсації

$$\ln \left(\frac{100}{f} \right) = 6,1 \cdot 10^{-4} z_k$$

або

$$\ln \left[1 + \left(\frac{100}{f} - 1 \right) \right] = 6,1 \cdot 10^{-4} z_k. \quad (4.79)$$

Якщо відносна вологість біля земної поверхні досить висока, то $\frac{100}{f_0} - 1$ має невелике значення порядку $10^{-1} - 10^{-2}$. Тоді при розкладанні логарифмічної функції в ряд можна обмежитись лише першим членом. У такому разі отримуємо формулу

$$\frac{100}{f_0} - 1 = 6,1 \cdot 10^{-4} z_k,$$

звідки

$$z_k = \frac{1640}{f_0} (100 - f_0). \quad (4.80)$$

Ця формула зовні подібна до емпіричної формули

$$z_k = 22(100 - f), \quad (4.81)$$

Але у першій з них коефіцієнт є функцією відносної вологості біля земної поверхні, тобто вона більш чутлива до умов, у яких знаходиться об'єм повітря, який під дією сил плавучості підіймається вгору.

При виведенні формул для висоти рівня конденсації не враховувалось затягування оточуючого повітря у термік, дійсний розподіл температури в оточуючому повітрі. Тому висоти нижньої границі купчастих хмар можуть значно відрізнятись від тих, що розраховуються по формулах (4.73) – (4.81). Вони, як правило, виявляються заниженими.

4.3.2 Структура купчасто-дощових хмар

Купчасто-дощові хмари серед хмар вертикального розвитку викликають найбільший інтерес, оскільки з ними пов'язані атмосферні явища, які в деяких випадках мають небезпечний характер: зливи, шквали, грози, град.

Купчасто-дощові хмари утворюються з могутньо-купчастих, коли їх вершини проникають у шари атмосфери, де температура набагато нижча за 0°C , й заледенівають. Заледенівша верхня частина купчасто-дощової хмари (*Cb*) може залишатися куполоподібною - *Cv calv* (лисе), але частіше з неї викидаються пучки перистих хмар у виді парасолі або

наковальні. Так виникають *Cv cap* (волосаті), різновидністю яких є купчасто-дощові з на ковальнею *Cv inc*.

Купчасто-дощові хмари складаються з однієї або декількох конвективних ячеек. Конвективна чарунка включає область висхідного та компенсаційного низхідного потоків. У більшості купчасто-дощових хмар ці конвективні ячейки мають подібні структури й поведінки і, таким чином, можуть розглядатись як деякий властивий для таких хмар клас конвективних явищ.

Життєвий цикл ячейки поділяють на три стадії в залежності від переважних напрямків вертикального руху повітря та його інтенсивності.

1) стадія купчастої хмари – характеризується висхідними рухами в більшій частині ячейки;

2) стадія зрілості – характеризується наявністю як висхідних, так і нисхідних рухів;

3) стадія розпаду – характеризується слабкими нисхідними рухами у більшій частині ячейки. Ці стадії й відповідні різновидності купчасто-дощових хмар зображені на рис. 4.3

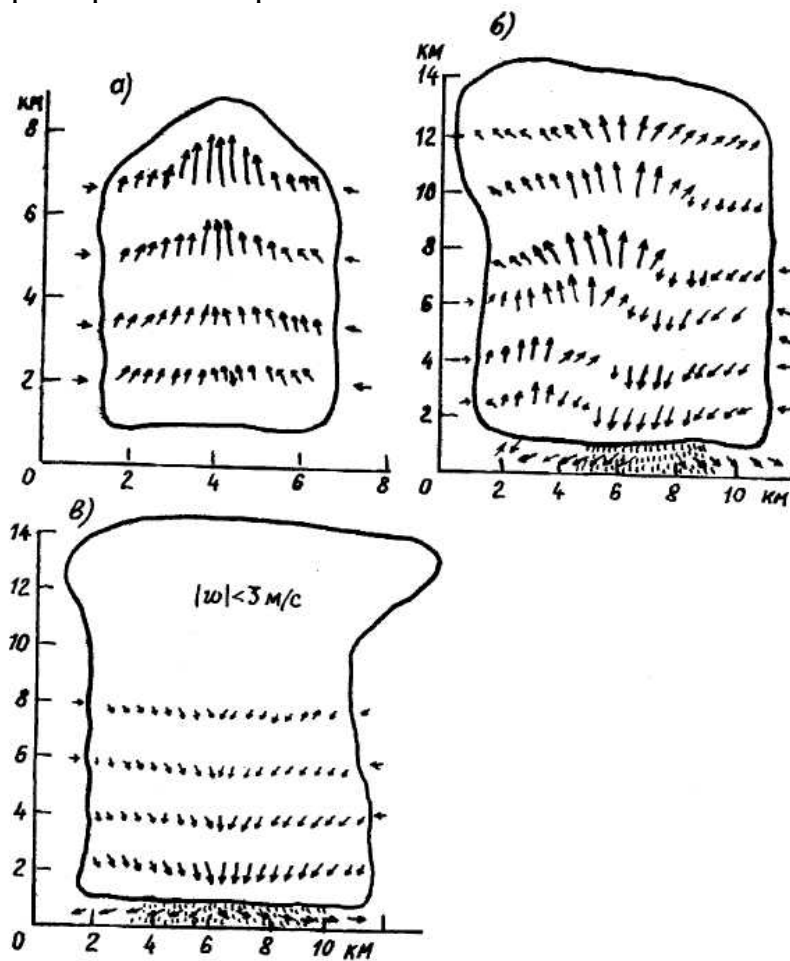


Рис. 4.3 – Еволюція *Cb* за Байерсом та Брейамом; а) – стадія *simulus* (стадія зростання), б) стадія зрілості, в) стадія дисипації

У стадії купчастої хмари, коли висхідні рухи чинять зростання хмари, через її бокові поверхні затягується повітря (ефект затягування, що розглядається вище) й змішується з повітрям у висхідному потоці. Оскільки рух вверх триває, відбувається концентрація великої кількості водяної пари й утворення крапель, а вище нульової ізотерми й кристалів. При відповідних умовах починають випадати опади, які стимулюють нисхідні рухи, обумовлені в'язким опірм повітря й охолодженням останнього при випаровуванні крапель. Це й є початком стадії зрілості хмари. Нисхідний потік повітря досягає земної поверхні у виді відносно холодного ядра зони випадання дощу й розтікається над нею, змінюючи приземний напрямок вітру. На нижніх рівнях хмари нисхідний потік напливає на висхідний і відтискує останній від області його зародження. Після цього починається стадія розпаду ячейки. Загасання висхідного руху приводить до послаблення й поступового зникнення компенсаційних нисхідних рухів.

Стадія купчастої хмари триває у середньому 10-15 хвилин, стадія зрілості – 15-30 хвилин, а розпад хмари відбувається протягом 30 хвилин.

Купчасто-дощову хмару, у якій спостерігається одна конвективна ячейка, називають моноячейковою. Але частіше хмари купчасто-дощові утримують декілька конвективних ячеек. Такі *св* називаються мультіячейками. Окремі ячейки послідовно розвиваються з правої сторони величезної хмарної системи, яку являють собою мультіячейкові *св*. Незважаючи на те, що кожна ячейка має обмежений життєвий цикл, багаторазовий розвиток нових приводить до тривалого існування *св*. Схематичне зображення мультіячейкової купчасто-дощової хмари наводиться на рис. 4.4. В початковий момент часу хмара складається з чотирьох ячеек, які знаходяться на різних стадіях розвитку. Крім того, на рис. 4.4 показується розвиток наймолодшої (південної) ячейки в послідовні моменти часу й вертикальний профіль вітру.

Надзвичайно могутніми є суперячейкові купчасто-дощові хмари. Вони мають й найбільшу тривалість існування, яка досягає декількох годин. Ці хмари складаються з однієї квазістаціонарної конвективної ячейки. Діаметр її інколи може досягати 10-15 км. Ячейка об'єднує висхідний і нисхідний потоки, які розташовуються один біля одного. На відміну від мультіячейкових купчасто-дощових хмар, у яких ячейки швидко змінюють свої характеристики, в суперячейкових хмарах вони залишаються практично незмінними на протязі десятків хвилин.

Суперячейкові *св* характеризуються дуже великими швидкостями висхідних потоків. Якщо у моноячейкових і мультіячейкових хмарах вони досягають декількох м/с і іноді 10-20 м/с, то у суперячейковій хмарі 30-50 м/с і навіть більше. Вертикальний розріз через могутню суперячейкову хмару у напрямку переміщення *св* приводиться на рис. 4.5.

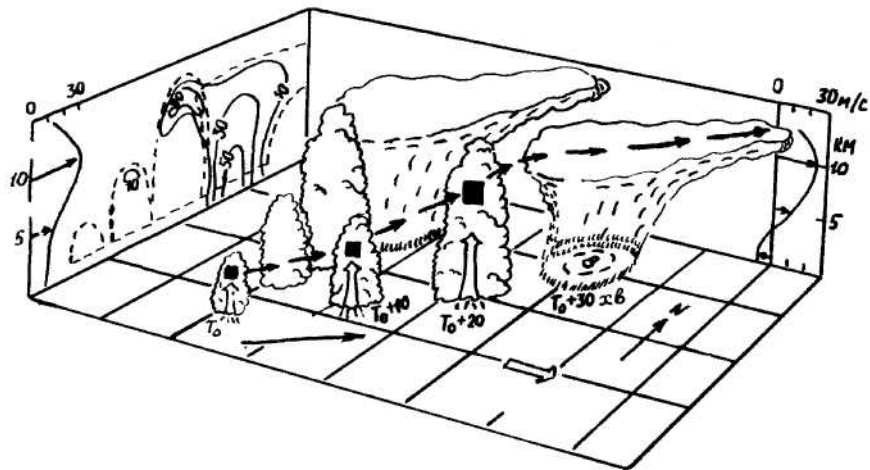


Рис. 4.4 – Схематичне зображення мультіячейкової купчасто-дощової хмари. У початковий момент часу хмара складається з чотирьох ячеек, які знаходяться в різних стадіях розвитку. Показується розвиток найбільш молоді (південної) ячейки у послідовні моменти часу. Жирними стрілками позначена траєкторія хмарного об'єму зростаючої ячейки. Показується вертикальний переріз радіоехо у початковий момент часу, а також вертикальний профіль вітру

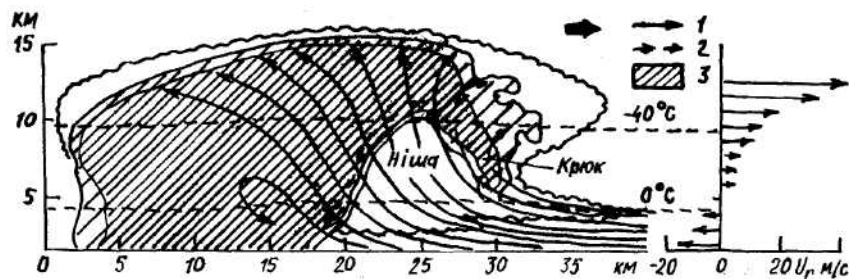


Рис. 4.5 – Вертикальний переріз могутньої суперячейкової хмари у напрямку переміщення Сб. 1 – лінії течій; 2 – траєкторії градусів; 3 – область найбільш інтенсивного радіоехо

З суперячейковими хмарами пов'язані сильні зливи, катастрофічні градобиття, сильні грози, шквали (короткочасне посилення вітру з різким зміненням напрямку), а іноді й смерчі.

При переміщенні суперячейкової купчасто-дощової хмари висхідний потік, який зображується на нижніх рівнях, підіймається в область, яку називають нішою. Він настільки сильний, що в області ніші краплі й кристали не встигають вирости до розмірів, при яких вони могли б випадати, а виносяться в передній виступ наковальні. Падаючи донизу, вони знову затягуються у середину висхідного потоку. Така багаторазова

«рециркуляція» часток опадів є основним механізмом, який сприяє утворенню в суперячейковому *св* особливо великих градин.

Треба мати на увазі, що купчасто-дощові хмари в процесі їх розвитку можуть переходити з одного класу в інший. Але утворення в атмосфері моноячейкових *св*, як правило, відбувається при менших запасах енергії нестійкості й менших градієнтах швидкості вітру, ніж при утворенні більш могутніх різновидностей *св*. Чітких розбіжностей у зовнішніх фізичних станах повітря, що сприяють формуванню мультіячейкових і суперячейкових *св*, не спостерігається. В обох випадках необхідні великі запаси енергії нестійкості й вертикальні градієнти швидкості вітру у тропосфері.

Горизонтальні розміри *св* можуть бути різними в залежності від пори року, стану атмосфери й стадії розвитку. Іноді їх діаметр перевищує 50-70 км, а наковальні можуть закривати весь видимий горизонт. Розміри *св* максимальні влітку. Зимою в континентальних районах помірних і високих широт вони утворюються рідко. Середня вертикальна протяжність *св* влітку дорівнює 5-6 км, але часто перевищує 8-10 км. В останньому випадку вершини *св* досягають тропопаузи, а іноді навіть пробивають її.

5 Опали

5.1 Загальна характеристика процесів укрупнення хмарних елементів і утворення опадів

Краплі води і кристали льоду, які випадають з хмар на земну поверхню, називають опадами. Процес розвитку хмар та утворення опадів з якісної сторони можна розділити на дві стадії.

У початковій стадії розвитку хмари основну роль в укрупненні зародкових хмарних елементів відіграє процес конденсації водяної пари. Конденсація відбувається завдяки невеликому пересиченню водяної пари відносно поверхні хмарних крапель. Особливо швидко починається зростання частинок у хмарі після того, як поряд з переохолодженими краплями з'являються й кристали льоду. За цих умов починається «перегонка» водяної пари з переохолоджених крапель на кристали льоду внаслідок того, що тиск насиченої водяної пари над водою більше, ніж над льодом. Цей процес докладно розглядався вище.

У другій стадії, після того, як краплі та кристали льоду зростають до $r = 20 \dots 60$ мкм, основну роль починає відігравати процес злиття (коагуляції) хмарних елементів. Коагуляція обумовлена головним чином різною швидкістю падіння крапель і кристалів (гравітаційна коагуляція). Деяке значення має коагуляція, що обумовлюється турбулентним і броунівським рухами повітря, електростатичними силами тощо. Завдяки

коагуляції краплі й кристали зростають від десятків мікрометрів до декількох міліметрів, а снігові пластівці та частинки граду – до декількох сантиметрів. Краплі різних розмірів падають під дією сили ваги з різною швидкістю, в результаті чого вони співударяються. Але доки краплі дрібні, їх зіткнення та злиття мало імовірно. Зі зростанням крапель різниця швидкостей падіння збільшується, що забезпечує сприятливі умови для їх коагуляції.

Дуже велике значення для зростання хмарних елементів й утворення опадів мають вертикальні рухи у середині хмари. По-перше, при висхідних рухах відбувається зменшення температури повітря, що сприяє утворенню пересичення водяної пари та конденсаційному зростанню крапель у хмарі до розмірів, при яких активну роль починає відігравати коагуляція. По-друге, краплі під дією вертикальних течій проходять великі товщі хмари. Завдяки цьому вони зростають до великих розмірів за рахунок коагуляції.

Ще один процес може бути ефективним у хмарі, яка має велику вертикальну протяжність. Він полягає у тому, що краплі, які під дією вертикальних рухів попадають на деякий рівень з різних висот, мають різні температури. Ці різниці температур незначні (десяті частки градуса), але при відносно високих додатних температурах, що спостерігаються в низьких широтах, можуть відіграти помітну роль. Очевидно, різниці температур приводять до виникнення різниці тисків насичення над поверхнями цих крапель і, якщо, наприклад, більш тепла крапля знаходиться у стані рівноваги з оточуючим пароповітряним середовищем, над поверхнею більш холодної краплі утворюється пересичення. Завдяки цьому відбувається «перегонка» води з теплої краплі на холодну. Фізичний механізм такого процесу є аналогічним фізичному механізму взаємодії між переохолодженою краплею й часткою льоду. Він докладно розглядався вище.

Для того, щоб з'явився ефект конденсаційного зростання більш холодної краплі, порівняний до ефекту взаємодії рідкої фази з часткою льоду у хмарі, необхідно, щоб різниця температур, про яку йдеться, дорівнювала декільком градусам при низьких температурах і лише часткам градуса при високих додатних температурах. Оскільки великі різниці температур на визначних рівнях у хмарі не зустрічаються, цей ефект не може відігравати значну роль у помірних і високих широтах, де хмари мають, як правило, низьку температуру, й є суттєвим у низьких широтах, де нижня частина хмари знаходиться в області високих додатних температур.

Опади характеризуються двома величинами: кількістю й інтенсивністю. Кількість опадів вимірюють товщиною шару води в міліметрах, який міг би утворюватися після випадіння опадів на горизонтальну непроникливу поверхню. Один міліметр шару води на

поверхні площею 1 м^2 відповідає масі опадів 1 кг. Інтенсивністю опадів називають кількість опадів, що випали за одиницю часу (наприклад, 1 годину).

5.2 Коагуляційне зростання крапель у хмарі

5.2.1 Усталена швидкість падіння крапель

Із-за різної реакції крапель на дію гравітаційних, електричних або аеродинамічних сил можуть відбуватися їхні зіткнення. При цьому, краплі можуть зливатися. Зливання крапель при їх падінні називають коагуляцією. Одним з основних ефектів із перелічених вище, є гравітаційний ефект, який приводить до падіння крапель різних розмірів з різною швидкістю. Тому важливим є питання про усталену швидкість падіння крапель у хмарі.

Падаюча під дією сили ваги F_G , крапля зазнає дію сили аеродинамічного опору F_r , яка для краплі, що має сферичну форму дорівнює:

$$F_r = \frac{\pi r^2}{2} \rho v^2 c_x, \quad (5.1)$$

де r - радіус сфери, ρ - густина повітря, v - швидкість падіння краплі, c_x - коефіцієнт аеродинамічного опору.

Якщо використати число Рейнольда

$$R_e = \frac{2\rho v r}{\mu}, \quad (5.2)$$

де μ - динамічна в'язкість повітря, то формулу (7.1) можна записати у формі

$$F_R = 6\pi\mu r v \left(c_x \frac{R_e}{24} \right). \quad (5.3)$$

Сила ваги, що діє на сферу, очевидно, дорівнює

$$F_G = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_k g, \quad (5.4)$$

де ρ_k - густина краплі.

При падінні ця сила частково компенсується силою Архімеда

$$F_A = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho g, \quad (5.5)$$

де ρ - густина повітря. Рівнодіюча двох останніх сил є

$$F = \frac{4}{3}\pi r^3 (\rho_k - \rho)g. \quad (5.6)$$

Для водяної краплі $\rho_k \gg \rho$. Тому, власне кажучи, дією сили Архімеда можна знехтувати і вважати, що

$$F = F_G = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_k g. \quad (5.7)$$

Крапля падає в повітрі з усталеною швидкістю, якщо $F_R = F_G$.

За таких умов

$$v^2 = \frac{8}{3} \frac{rg\rho_k}{\rho c_x} \quad (5.8)$$

або, якщо використати формулу(5.3)

$$v = \frac{2}{3} \frac{r^2 g \rho_k}{c_x (R_e / 24) \mu}. \quad (5.9)$$

Стокс визначив, що для поля течії навколо сфери при дуже малих числах Рейнольда $\frac{c_x R_e}{24} = 1$. У такому разі

$$v = \frac{2}{9} \frac{r^2 g \rho_k}{\mu} = k_1 r^2, \quad (5.10)$$

де $k_1 = 1,19 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1} \text{ с}^{-1}$. Ця квадратична залежність швидкості падіння від розмірів називається законом Стокса. Вона справедлива для крапель, що мають радіус $r < 40$ мкм.

Експерименти з падаючими сферами показують, що при великих числах Рейнольда c_x не залежить від R_e і приблизно дорівнює 0,45. Підставивши це його значення в формулу (5.8), отримаємо:

$$v = k_2 r^{1/2}, \quad (5.11)$$

де

$$k_2 = 2,2 \cdot 10^3 \text{ см}^{1/2} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (5.12)$$

У формулі (5.8) ρ - густина повітря, в якому падає крапля, ($\rho = 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3$ - густина повітря при $P = 1013 \text{ гПа}$ і $t = 20^\circ \text{ С}$). Падаючи у повітрі, дощові краплі характеризуються великими числами Рейнольда, але їхня форма відрізняється від ідеально сферичної. Отже,

формула (5.11) порівняно добре описує швидкість падіння крапель дощу лише в обмеженому інтервалі розмірів.

При падінні крапель радіусом 0,5 мм і більше відбувається їх деформація. Для таких крапель дані про швидкість падіння можна отримати лише експериментальним шляхом. При цьому вводиться поняття еквівалентного радіуса (або діаметра) краплі. Під еквівалентним радіусом розуміється радіус такого шару, об'єм якого дорівнює об'єму деформованої краплі.

Експериментальні дані про швидкості падіння дощових крапель одержані Ганном і Кінцером за нормальних атмосферних умов, за які приймалися: $P = 1013$ гПа і $t = 20^{\circ}C$. Вони приводяться у табл. 5.1.

Таблиця 5.1 – Залежність усталеної швидкості падіння краплі від її розмірів (діаметра еквівалентної сфери) за Ганном і Кінцером

Діаметр, мм	Швидкість падіння, м/с	Діаметр, мм	Швидкість падіння, м/с	Діаметр, мм	Швидкість падіння, м/с
0,1	0,27	1,6	5,65	4,0	8,83
0,2	0,72	1,8	6,09	4,2	8,92
0,3	1,17	2,0	6,49	4,4	8,98
0,4	1,62	2,2	6,90	4,6	9,03
0,5	2,06	2,4	7,27	4,8	9,07
0,6	2,47	2,6	7,57	5,0	9,09
0,7	2,87	2,8	7,82	5,2	9,12
0,8	3,27	3,0	8,06	5,4	9,14
0,9	3,67	3,2	8,26	5,6	9,16
1,0	4,03	3,4	8,44	5,8	9,17
1,2	4,64	3,6	8,60	-	-
1,4	5,17	3,8	8,72	-	-

Оскільки густина повітря зменшується з висотою, на деякій висоті крапля падає швидше, ніж біля земної поверхні, приблизно відповідно закону квадратного кореню (5.11). Біля земної поверхні найбільш великі дощові краплі падають з швидкістю, що не перебільшує приблизно 9 м/с, на рівні поверхні 500 гПа верхня границя швидкості падіння крапель дорівнює 13 м/с.

Дані, що приводяться у табл. 5.1, показують, що формула (5.11) забезпечує допустиму апроксимацію швидкостей падіння в інтервалі радіусів $0,6 \leq z \leq 2$ мм, якщо $k_2 = 2,01 \cdot 10^3 \text{ см}^{1/2} \text{ с}^{-1}$. У проміжному інтервалі розмірів між областями, де закон Стокса і закон квадратного кореня є справедливим, може використовуватися формула

$$v = k_3 r \quad (40 \text{ мкм} < r < 0,6 \text{ мм}), \quad (5.13)$$

де $k_3 = 8 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$.

У США за даними спостережень у гірській обсерваторії на висоті 3350 м виявлена така залежність швидкості падіння часток твердої фази (снігової крупи) від їхнього діаметра d :

$$v = 285 + 1,38d \quad (v - y \text{ см/с}; d - y \text{ см}). \quad (5.14)$$

У випадку часток гексагональної форми швидкість падіння визначається формулою

$$v = 369 + 1,971 \lg d. \quad (5.15)$$

5.2.2 Коефіцієнт захвату (захоплення)

У кубічному сантиметрі хмари містяться сотні крапель різних розмірів. Великі краплі падають швидше дрібних, доганяють їх і досить часто зштовхуються одна з одною.

Зіткнення ще не гарантує зливання крапель. При зштовхуванні пари крапель можливі взаємодії кількох типів:

а) Коли зштовхуються великі краплі при великих кутах між їхніми траєкторіями, вони можуть відскочити одна від одної;

б) Якщо зштовхуються краплі з радіусом, меншим за 100 мкм, то може відбутися їхнє злиття;

в) Краплі можуть тимчасово об'єднатися, а потім розійтися, зберігаючи свою індивідуальність;

г) Після тимчасового об'єднання краплі можуть роздробитися на ряд більш дрібних крапель.

Типи взаємодії залежать від розмірів крапель і їх траєкторій, а також від наявності електричних сил і від інших факторів.

Для того, щоб познайомитись з основними поняттями теорії коагуляційного зростання крапель, розглянемо ідеалізований випадок падіння краплі радіуса R (будемо її називати каплею-колектором) крізь спокійну (не турбулізовану) монодисперсну хмару, що складається з крапель радіусом r , концентрація яких дорівнює n .

Позначимо через dN_{Rr} число зіткнень за час dt краплі-колектора, яка падає через однорідну хмару крапель r . Воно дорівнює

$$dN_{Rr} = K(R, r) n dt. \quad (5.16)$$

Коефіцієнт пропорційності $K(R, r)$ залежить від розмірів крапель і називається коефіцієнтом коагуляції. Він має розмірність $\text{см}^3/\text{с}$

(концентрація крапель – це кількість їх у см^3 , тобто має розмірність см^{-3}) і чисельно дорівнює тому об'єму, з якого всі краплі радіусом r за 1 секунду зіткнуться з каплею-колектором R . Підкреслимо, що, кажучи про об'єм при визначенні K , ми розуміємо не простір якої-небудь форми, а міру кількості крапель, рівномірно розподілених у цьому об'ємі. Величина $K(R, r)n$ характеризує число крапель радіусом r , які на протязі 1с зіткнуться з каплею-колектором. Цю величину називають потоком крапель радіусом r на краплю радіусом R

$$\Phi(R, r) = K(R, r) \cdot n. \quad (5.17)$$

Припустимо, що у повітрі турбулентність відсутня, не діють електричні сили й що броунівськими рухами можна знехтувати. Тоді краплі будуть падати вертикально вниз під дією сили ваги. Іншими словами, будемо вважати, що зіткнення обумовлені тільки різницею швидкостей падіння крапель різних розмірів, тобто що відбувається гравітаційна коагуляція. Коли б краплі не взаємодіяли між собою, то, очевидно, величина $K(R, r)$ визначалась би простим співвідношенням

$$K(R, r) = \pi(R + r)^2 (v_R - v_r), \quad (5.18)$$

де v_R і v_r - швидкість падіння краплі-колектора і краплі радіуса r відповідно.

Проте число зіткнень може бути значно меншим. Це обумовлюється тим, що рухи крапель при їхньому падінні неможливо розглядати незалежними. Між ними існує гідродинамічна взаємодія.

При падінні краплі-колектора повітря, що має в'язкість η , ніби то розсовується краплею, і його частки придбають поперечну складову швидкості й обтікають краплю-колектор. В'язкі сили діють на краплі радіусом r і примушують їх рухатися по траєкторіях, близьких до траєкторій часток повітря. У результаті з каплею-колектором зіткнуться краплі r , центри яких знаходяться не в циліндрі з перерізом $\pi(R + r)^2$, а в циліндрі меншого перерізу πR_0^2 . Відношення фактичного числа зіткнень до числа зіткнень, яке б мало місце при повному геометричному захопленні, називається коефіцієнтом зіткнення E . Він залежить головним чином від розміру краплі-колектора і розмірів крапель, що захоплюються

$$E(R, r) = \frac{R_0^2}{(R + r)^2}. \quad (5.19)$$

Як було зазначено, не завжди краплі, що зіткнулися, зливаються. Відношення числа зливань до числа зіткнень називається коефіцієнтом злиття. Коагуляційне зростання крапель визначається коефіцієнтом захоплення, який дорівнює добутку коефіцієнтів зіткнення і злиття. Лабораторні дослідження зіткнення дрібних крапель показали, що коефіцієнт злиття близький до одиниці, якщо краплі заряджені або якщо існує електричне поле. Оскільки в реальних хмарах завжди існують слабкі поля та заряди, приймають, що коефіцієнт захоплення дорівнює коефіцієнту зіткнення й визначається формулою (5.19). Отже, з урахуванням зазначеної гідродинамічної взаємодії коефіцієнт коагуляції визначається рівнянням

$$K_g(r, R) = \pi(R + r)^2 (\nu_R - \nu_r) E_g(R, r) \quad (5.20)$$

(індекс g зазначає, що йдеться про гравітаційну коагуляцію).

Величина $K_g(R, r)$ відіграє дуже важливу роль у теорії утворення хмар та опадів. Її теоретичне й експериментальне визначення пов'язане з великими труднощами, які в основному були подолані в 70-х роках. Значення коефіцієнта захоплення для різних розмірів крапель-колекторів і крапель радіуса r зображуються на рис. 5.1. З нього можна зробити висновок, що коефіцієнт захоплення є зростаюча функція R і r . При значеннях $R > 80$ мкм ця функція у більшому степені залежить від r . У табл. 5.2 приводяться значення коефіцієнта захоплення для крапель радіусів R і r .

Власне кажучи, K_g є функцією не тільки R і r , але і числа Re . Число Рейнольда, в свою чергу, для краплі R залежить не тільки від її радіуса але й від кінематичної в'язкості ν , яка дещо змінюється зі змінюванням температури. Однак, для нижньої тропосфери ця залежність проявляється не дуже сильно, тому різниця умов у хмарах і умов лабораторних експериментів, за допомогою яких були отримані значення коефіцієнта захоплення, що приводяться вище, проявляється не дуже значно і пов'язані з цим змінюванням K_g не виходять за границі похибок розрахункових та експериментальних методів визначення.

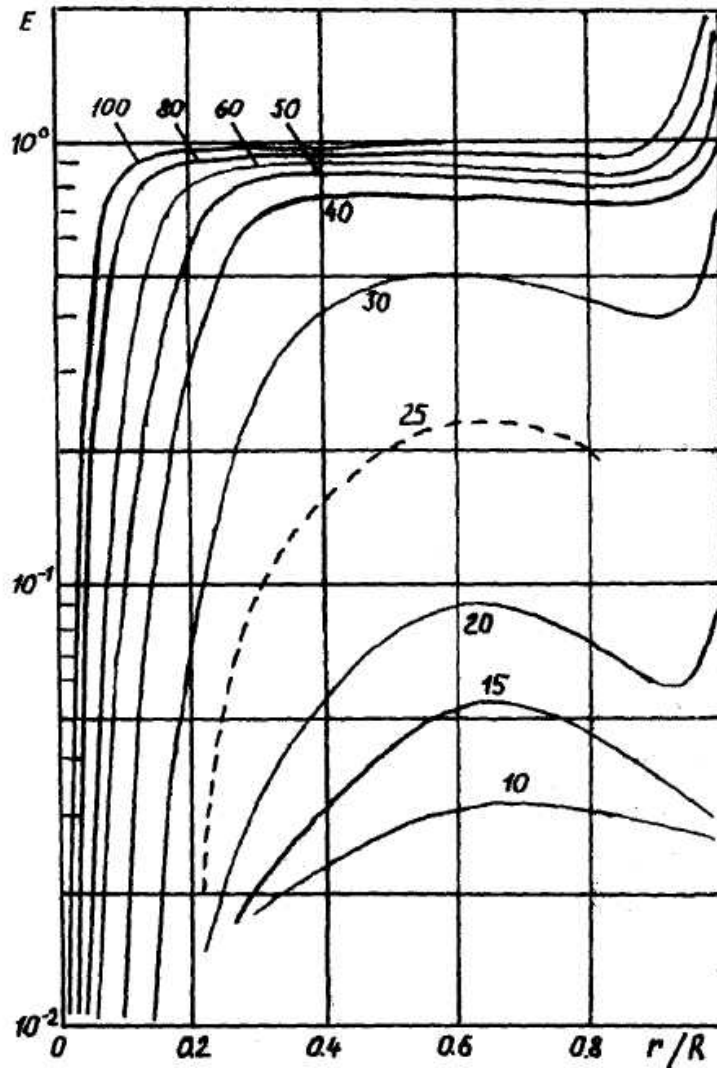


Рис. 5.1 – Залежність коефіцієнта захоплення E від радіусів крапель, які зіткаються (цифри біля кривих позначають R , мкм)

Таблиця 5.2 – Значення коефіцієнта захоплення $K_g(R, r)$
для крапель радіусом R , які падають крізь хмару крапель

r мкм	R мкм								
	10	15	20	30	40	50	60	80	100
3	0,18	-	<0,01	<0,01	<0,01	0,011	0,025	0,060	0,090
5	0,027	0,024	0,022	0,033	0,056	0,10	0,15	0,28	0,36
10	0,026	0,054	0,077	0,32	0,49	0,61	0,70	0,80	0,86
15	-	0,028	0,082	0,50	0,74	0,83	0,87	0,92	0,94
20	-	-	0,10	0,50	0,77	0,86	0,90	0,93	0,96

5.2.3 Зростання крапель хмар під впливом гравітаційної коагуляції

Припустимо, що в одиницю часу в полідисперсній хмарі з розподілом крапель за розмірами $f(r)$ і з усталеною швидкістю $\nu(R)$ падає крапля-колектор R через скупчення більш дрібних крапель. Об'єм, у якому за одиницю часу можливе зіткнення краплі-колектора, з краплями радіуса r , дорівнює

$$V = \pi(R+r)^2 [\nu(R) - \nu(r)].$$

Як було показано, крапля-колектор зштовхується не з усіма краплями, а лише з її частиною, яка визначається коефіцієнтом захоплення $E(R, r)$. Отже, середнє число крапель радіусом від r до $r+dr$, захоплених краплею-колектором за одиницю часу в одиниці об'єму, є

$$N = \pi(r+R)^2 [\nu(R) - \nu(r)] f(r) E(r, R) dr.$$

Загальну швидкість зростання об'єму краплі-колектора V_R можна отримати, якщо помножимо останнє співвідношення на об'єм захопленої краплі та проінтегруємо його по всіх розмірах захоплених крапель

$$\frac{dV_R}{dt} = \int_0^R \pi(R+r)^2 \frac{4}{3} \pi r^3 f(r) E(R, r) [\nu(R) - \nu(r)] dr. \quad (5.20)$$

Оскільки $V_R = \frac{4}{3} \pi R^3$, то

$$\frac{dV_R}{dt} = 4\pi R^2 \frac{dR}{dt}. \quad (5.21)$$

Звідси,

$$\frac{dR}{dt} = \frac{4}{3} \int_0^R \left(\frac{R+r}{R} \right)^2 [\nu(R) - \nu(r)] r^3 f(r) E(R, r) dr. \quad (5.22)$$

Рівняння (5.22) враховує розміри й швидкість падіння крапель, що захоплюються краплею-колектором. Якщо розміри всіх цих крапель набагато менший, ніж розмір краплі-колектора, то можна вважати, що $\nu(r) \approx 0$ і $R+r \approx R$. Тоді будемо мати

$$\frac{dR}{dt} = \frac{\pi}{3} \nu(R) \int_0^R E(R, r) r^3 f(r) dr. \quad (5.23)$$

На основі відомої теореми про середнє можна з під знака інтеграла винести середнє значення коефіцієнта захоплення \bar{E} . Якщо за такої умови

розділити і помножити праву частину рівняння (7.53) на $\frac{4}{3}\pi\rho_6$, то прийдемо до рівняння

$$\frac{dR}{dt} = \frac{\bar{E}\nu(R)}{4\rho_6} \int_0^R \frac{4}{3}\pi r^3 f(r) \rho_6 dr. \quad (5.24)$$

Як очевидно Інтеграл правої частини рівняння (5.24) має сенс маси води, яка утримується в одиниці об'єму хмари. Ця величина називається, як відомо, водністю хмари

$$Q_w = \int_0^R \frac{4}{3}\pi r^3 f(r) \rho_6 dr. \quad (5.25)$$

Таким чином, за сформульованих умов

$$\frac{dR}{dt} = \frac{\bar{E}Q_w}{4\rho_6} \nu(R). \quad (5.26)$$

Введемо просту операцію

$$\frac{dR}{dt} = \frac{dR}{dz} \cdot \frac{dz}{dt}. \quad (5.27)$$

Похідна $\frac{dz}{dt}$, має сенс змінення за часом вертикальної координати краплі-колектора, тобто вертикальної швидкості її падіння. Якщо у хмарі спостерігаються вертикальні токи повітря швидкістю w , то, очевидно,

$$\frac{dz}{dt} = w - \nu(R). \quad (5.28)$$

Змінення розмірів краплі-колектора з висотою при її падінні крізь полідисперсну хмару крапель визначається формулою

$$\frac{dR}{dz} = \frac{\bar{E}Q_w}{4\rho_6} \cdot \frac{\nu(R)}{w - \nu(R)}. \quad (5.29)$$

При відсутності вертикальних рухів ($w = 0$)

$$\frac{dR}{dz} = -\frac{\bar{E}Q_w}{4\rho_6}. \quad (5.30)$$

Відносно знака мінус у останній формулі треба мати на увазі, що у її лівій частині $dz < 0$ (крапля-колектор падає вниз), а її радіус при падінні збільшується.

5.2.4 Інші механізми коагуляції

Крім сили ваги, під дією якої краплі різних розмірів мають різну швидкість падіння, що приводить до гравітаційної коагуляції, існують й інші фізичні механізми, які обумовлюють злиття крапель. В залежності від характеру цих механізмів розглядають броунівську, турбулентну електростатичну та інші види коагуляції. У природі ці ефекти діють одночасно з гравітаційною коагуляцією. Визначення коефіцієнтів коагуляції у цьому випадку є досить складна проблема, яка до цього часу не розв'язана. Але для практичних розрахунків часто досить знати верхні оцінки, які можна одержати, якщо відомі значення коефіцієнтів коагуляції для окремих її механізмів.

Зупинимось, по-перше, на броунівській коагуляції.

Причиною броунівських рухів крапель у хмарі є зіткнення їх з молекулами повітря. Ясно, що хаотичні рухи за рахунок цього виникають тільки у досить дрібних крапель. Потік Φ_g таких крапель радіусом r_2 на краплю радіусом r_1 визначається законами звичайної дифузії. Отже, аналогічно формулі, що визначає дифузію молекул пари на краплю, для потоку Φ_g маємо

$$\Phi_g = 4\pi(r_1 + r_2) D n_2, \quad (5.31)$$

де $D = D_1 + D_2$ - відносний коефіцієнт дифузії, складові якого описуються формулою

$$D_i = k T B_i, \quad (5.32)$$

де k - стала Больцмана;

$B_i = (6\pi r_i \eta)^{-1}$ - рухливість крапель радіусом r_i ($i = 1, 2$);

η - динамічна в'язкість повітря;

n_2 - концентрація крапель радіуса r_2 .

Тоді для коефіцієнта броунівської коагуляції маємо:

$$K_g = \frac{\Phi_g}{n_2} = \frac{2RT}{3\eta} \frac{(r_1 + r_2)^2}{r_1 \cdot r_2}. \quad (5.33)$$

У випадку часток рівних розмірів коефіцієнт коагуляції не залежить від розмірів крапель

$$K_g = \frac{8kT}{3\eta}. \quad (5.34)$$

Потік маси у цьому випадку теж не залежить від радіуса крапель і визначається тільки водністю хмари Q_w

$$\Phi_e = \frac{8kTQ_w}{3\eta}. \quad (5.35)$$

Крім броунівських рухів крапель на інтенсивність коагуляції впливають і електричні сили, що діють на краплі. Така коагуляція, як зазначалося вище, носить назву електростатичної. Вона обумовлюється або взаємодією частини крапель, які несуть на собі електричний заряд, або взаємодією крапель з електричним полем, якщо воно відрізняється від нуля. У першому випадку йдеться про електростатичну коагуляцію. Тут суттєвими виявляються тільки парні взаємодії крапель, які несуть на собі заряди різних знаків. Ураховуючи тільки кулонівські сили, можна вважати, що потік Φ_e крапель радіусом r_2 на краплю радіусом r_1 є стаціонарним. Тоді на відстані l , яку проходить крапля за час τ_2 , силу взаємодії крапель з зарядами q_1 і q_2

$$F = \frac{q_1 q_2}{l^2} \quad (5.36)$$

можна вважати постійною, оскільки

$$\frac{\Delta F}{F} \approx \frac{2\alpha\tau_2}{l}, \quad (5.37)$$

де

$$\alpha = BF, \quad B = B_1 + B_2 = (1/6\pi\eta) \frac{r_1 + r_2}{r_1 r_2}. \quad (5.38)$$

Навіть при мінімальному $l = r_1 + r_2$, і $r_i > 1$ мкм ($i = 1, 2$), це співвідношення має порядок 10^{-2} . Звичайно, зіткнення між краплями повинні бути настільки рідкими, щоб проміжок часу між ними був значно більший за τ_2 . У іншому випадку задача стає нестаціонарною через змінення розмірів і заряду краплі.

Стаціонарний потік Φ_l визначається формулою

$$\Phi_l = -4\pi l^2 \alpha n_2 = -4\pi l^2 B F n_2, \quad (5.39)$$

де n_2 - концентрація крапель радіуса r_2 , а $F < 0$, оскільки заряди q_1 і q_2 мають різні знаки. Отже, коефіцієнт коагуляції, обумовлений взаємодією двох заряджених крапель, дорівнює

$$K_l = \frac{\Phi_l}{n_2} = \frac{2(r_1 + r_2)}{3\eta r_1 r_2} |q_1 \cdot q_2|. \quad (5.40)$$

Наявність електричного поля приводить, по-перше, до переміщення крапель, по-друге до індукування додаткових дипольних моментів у

крапель і, по-третє, їх взаємодії. Роль другого ефекту у стимулюванні зіткнень крапель, коли мають місце реальні електричні поля негрозових хмар, нехтовно мала. Перший ефект також має невелике значення. Як показують оцінки, коли напруженість електричного поля $E_q < 10^3$ Вт/м, коефіцієнт коагуляції K_{E_q} має дуже мале значення і не перебільшує K_l .

Припустимо тепер, що потік повітря, де знаходяться краплі, є турбулентними. Тоді два фактори спричиняють зіткнення крапель. Перший з них пов'язаний з інерцією крапель та їхньою різною мірою захоплення турбулентними вихорами. Відповідний турбулентний механізм зіткнення крапель називають інерційним. Його дія аналогічна механізму гравітаційної коагуляції. При цьому прискорення вільного падіння відіграє турбулентне прискорення

$$q_T = \frac{A_1 \varepsilon^{3/4}}{\pi \nu^{1/4}}, \quad (5.41)$$

де ε - швидкість дисипації турбулентної енергії на одиницю маси повітря ($\text{см}^2/\text{с}^3$), A_1 - коефіцієнт.

Іншою причиною зіткнення крапель у турбулентному потоці є можлива різниця швидкостей повітряних часток у сусідніх точках простору, що приводить до виникнення відносних рухів крапель. Цей механізм має назву дифузійного.

Взаємодія інерційного та дифузійного механізмів обумовлює турбулентний коефіцієнт коагуляції у вигляді

$$K_T = (r_1 + r_2)^2 \left[A_1 (\varepsilon^3 / \nu)^{1/2} (\tau_1 - \tau_2) + A_2^2 (\varepsilon / \nu) (r_1 + r_2)^2 \right]^{1/2}, \quad (5.42)$$

Він наводиться з точністю до членів порядку τ_2/τ_0 і ρ/ρ_v .

Безрозмірні множники A_1 , A_2 визначаються теоретичним шляхом і дорівнюють $A_1 = 4,8$, $A_2 = 1,7$.

5.3 Утворення дощу в краплинних хмарах

Спостереження показують, що дощ може розвиватися в теплих купчастих хмарах за порівняно короткий час після того, як вони почали формуватися – приблизно за 15 хвилин. Загально прийнята думка полягає в тому, що цей процес припиняється гравітаційною коагуляцією крапель.

Але для цього потрібно, щоб спектр розмірів крапель був досить широким. Це забезпечить високу частоту зіткнень.

Коагуляційному зростанню крапель серйозно перешкоджає те, що коефіцієнти зіткнення між дрібними краплями дуже малі. Більш того, конденсаційно-дифузійний процес, який є переважаючим процесом зростання крапель у початковій стадії, приводить до звужування спектру крапель, що, очевидно, теж утруднює розвиток коагуляції. Отже, теорія повинна пояснювати утворення дощових крапель за реальний час всупереч малим коефіцієнтам зіткнення й приблизно параболічній формі закону дифузійного зростання. Існує декілька моделей, які задовольняють цій вимозі. Розглянемо деякі з них.

Боуеном при дослідженні процесу розвитку дощу в теплих хмарах було використане рівняння коагуляційного зростання разом з рівнянням дифузійного зростання крапель. Вважалось, що в однорідному висхідному потоці повітря піднімається хмара крапель однакового розміру та і серед них присутня невелика кількість більших за розміром крапель, які могли утворитись завдяки випадковому злиттю двох хмарних крапель. На рис. 5.2 приводиться, як приклад, один із результатів реалізації моделі Боуена.

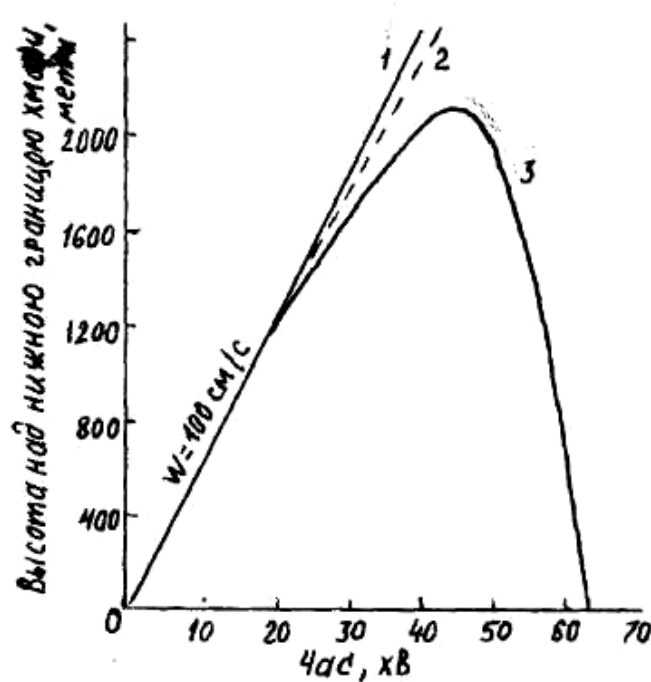


Рис. 5.2 – Траєкторії крапель повітря (1), хмарних крапель з початковим радіусом 10 мкм (2) і крапель з початковою масою, що вдвічі перебільшує масу хмарних крапель (3). Вертикальна швидкість повітря 1 м/с, водність хмари 1 г/м³ (розрахунки за методом Боуена)

Більша крапля спочатку переноситься висхідним потоком разом з дрібними краплями. Але через деякий час вона стає ще більшою й починає відставати від них. Подальше зростання великої краплі йде ще швидше, і через деякий час крапля стає такою великою, що починає спускатися через висхідний потік. Зростання триває в міру падіння краплі у середині хмари до того часу, доки вона не випаде з неї у виді дощової краплі.

У моделі Боуена важливими параметрами є швидкість висхідного потоку й водність хмари. Крапля буде підніматися до тим більших рівнів, чим більша швидкість висхідного потоку. У цьому разі вона випаде крізь нижню границю хмари, маючи великий розмір, оскільки значно збільшується імовірність зіткнення її з дрібними краплями при падінні в хмарі. Якщо збільшується водність при визначеній швидкості висхідного потоку, то зростання краплі буде більш інтенсивним, але вона пройдётиме у хмарі при низькій траєкторії.

При розрахунках вважалось, що коефіцієнт захоплення $E=1$. Але треба мати на увазі, що при розмірах дрібних крапель $r=10$ мкм і $R=12,6$ мкм, які розглядаються у моделі у початковий момент, коефіцієнт захоплення має мале значення, і крапля не може значно збільшитись.

Рис. 5.3 і 5.4 ілюструють вплив швидкості висхідного потоку в моделі Боуена при коефіцієнтах захоплення, що знаходяться у табл. 5.2. При цьому $r=10$ мкм, $Q_w=1$ г/м³, а розмір краплі колектора був збільшеним до $R=20$ мкм щоб забезпечити суттєвий коефіцієнт захоплення. На рис. 5.3 показуються траєкторії краплі-колектора у хмарі при різних швидкостях висхідного потоку, доки вона не перетвориться в краплю дощу і не випаде з хмари, а на рис. 5.4 – зростання розміру краплі уздовж траєкторії руху в хмарі.

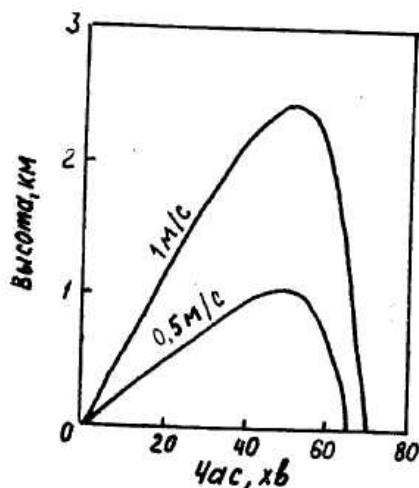


Рис. 5.3 – Траєкторії крапель, що розраховані при визначених значеннях коефіцієнта зіткнення. Коефіцієнт злиття вважається рівним одиниці. Початковий радіус крапель 20 мкм. Водність хмари 1 г/м³. Всі хмарні краплі мають радіус 10 мкм

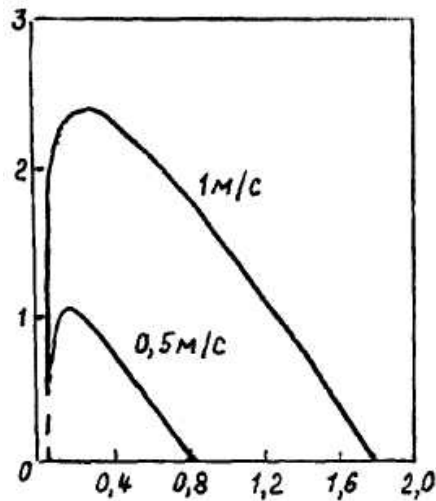


Рис. 5.4 – Діаметри крапель для траєкторій рис. 5.3

Такі розрахунки дають можливість установити зв'язок між швидкістю підйому повітря, вертикальним протягом хмари, часом утворювання дощу й розміром зростаючих крапель. Вони якісно узгоджуються з даними спостережень. Найбільші розбіжності цієї моделі з фактичними даними відносяться до часу, необхідного для розвитку опадів. Якщо розрахунки показують, що крапля може збільшити свій розмір до 1 мм за годину, то згідно з спостереженнями такі краплі можуть утворитися за 0,5 годин.

Навіть у добре перемішаній хмарі, яка має одну й ту ж середню концентрацію крапель, будуть існувати місцеві відхилення концентрації від середньої. Якщо позначити через \bar{n} середню концентрацію крапель у деякому інтервалі розмірів, то можливе число m крапель у цьому інтервалі в об'ємі V має пуасонівський розподіл ймовірностей

$$P(m) = \frac{(\bar{n}V)^m}{m!} e^{-\bar{n}V} .$$

У рівняннях коагуляційного зростання крапель не враховувалися статистичні флуктуації і тому вони визначають деяке середнє збільшення розміру краплі.

Деякі краплі, що мають із статистичної точки зору «привілейований» розмір, падають у хмарі крізь область локально високої концентрації крапель, зазнають більш ніж середнє число зіткнень на ранній стадії зростання і, таким чином, знаходяться у більш вигідному становищі, яке сприяє відносно більшій швидкості їхнього зростання. Дощ утворюється тоді, коли лише одна крапля з 10^5 або 10^6 їхнього числа на самому початку стає більшою, ніж сусідні краплі, й потім збільшується до розмірів дощової краплі шляхом гравітаційної коагуляції.

Треба привернути увагу ще до одного важливого моменту. Рівняння зростання розмірів крапель описує процес коагуляції як безперервний та

плавний. У дійсності краплі зростають у результаті дискретних зіткнень і злиття. Телфорд сформулював модель коагуляції, де враховуються дискретна природа процесу зростання і статистичні флуктуації концентрації крапель. Він припустив, що всі краплі хмари, які захоплюються, мають однаковий розмір і що об'єми крапель-колекторів у 2 рази більші, ніж крапель хмари. Він зробив висновок, що статистичний дискретний процес захоплення є особливо важливим у ранніх стадіях утворення дощу, а правдоподібний спектр дощових крапель розвивається протягом декількох десятків хвилин. На основі моделі Телфорда було проведено декілька розрахунків при радіусах крапель хмари 8-14 мкм і при початкових радіусах крапель-колекторів від 20 до 40 мкм. Приклад результатів розрахунків приводиться на рис. 5.5.

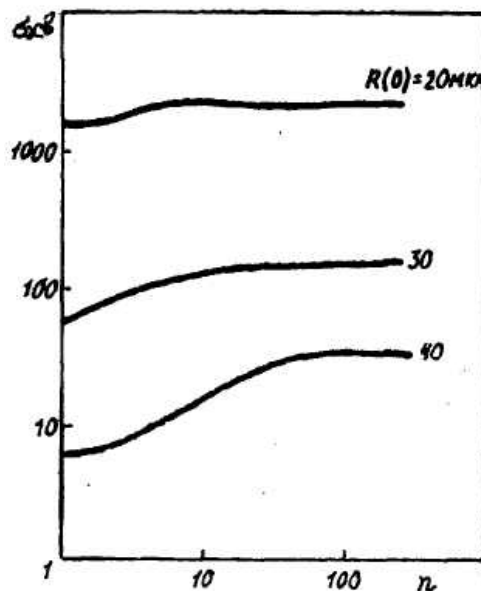


Рис. 5.5 – Стандартний відхил σ часу, необхідного для захватів при $r = 10$ мкм і $R(0)$, який дорівнює 20, 30 і 40 мкм. Водність хмари 1 г/м^3 .

З нього випливає, що коли n збільшується, то стандартний відхил σ розмірів крапель теж збільшується й досягає граничного значення. Було визначено, що число зіткнень, достатнє для визначення установа цього граничного значення, дорівнює приблизно 6 при $R = 20$ мкм, 40 при $R = 30$ мкм і 100 при $R = 40$ мкм. Граничні значення σ зменшуються зі збільшенням R . Вони нехтовно малі для крапель радіусом більш 40 мкм. Це означає що при таких розмірах крапель-колекторів можуть використовуватися рівняння безперервного зростання. Для радіусів $R < 20$ мкм коефіцієнти зіткнення дуже малі для того, щоб відбулося зростання крапель моросі менше ніж за декілька годин, навіть якщо є значними статистичні відхилення від поведінки середньої краплі.

Розглядаючи зростання краплі, Боуен і Телфорд побудували модель на основі сукупності дрібних крапель, що захоплюються, й декількох крапель, які відрізняються від них своїми розмірами і вважаються колекторами з самого початку. Але процес у дійсності проходить по-іншому. Безперервний спектр розмірів крапель, який формується завдяки їхньому конденсаційному зростанню, трансформується через випадкові зіткнення, спочатку дуже рідкі, поширюючись у сторону більш крупних крапель. Отже, щоб зрозуміти особливості процесу утворювання дощу, його треба розглядати не з точки зору зростання деякої підгрупи крапель колекторів, а як еволюцію всього спектру крапель.

Вище для характеристики інтенсивності коагуляційного зростання крапель був зостасований коефіцієнт коагуляції $K(R, r)$, який при урахуванні тільки ефектів, обумовлених гравітацією, визначається рівнянням (5.20)

$$K(R, r) = \pi(R+r)^2 [\nu(R) - \nu(r)] E(R, r).$$

При статистичному підході коефіцієнт коагуляції має смисл імовірності того, що крапля радіусом R захопить краплю радіусом r у одиницю часу за умови, що краплі того й іншого сорту мають одиничні концентрації. Коефіцієнт коагуляції можна записати не через радіуси крапель, а через їхній об'єм. Позначивши через V і v об'єми крапель-колекторів і крапель, які ними захоплюються, відповідно, будемо мати

$$K(V, v) = c \left[V_R^{1/3} + V_r^{1/3} \right]^2 [\nu(V) - \nu(v)] E(V, v), \quad (5.43)$$

де $c = \left(\frac{g\pi}{16} \right)^{1/3}$ - числовий коефіцієнт.

Коефіцієнт коагуляції тепер має смисл імовірності того, що крапля об'ємом V_R захоплює краплю об'ємом V_r у одиницю часу.

Припустимо, що спектр крапель характеризується функцією розподілу крапель за розмірами (тепер вже по об'ємах) $f(V)$. Тоді середнє число крапель $n(V)$ у одиничному об'ємі простору, які мають об'єми від V_r до $V_r + dV_r$, дорівнює

$$n(V) = f(V) dV. \quad (5.44)$$

Характер коагуляційного процесу у хмарі, який буде приводити до трансформації спектру хмарних крапель, можна виразити через швидкість

змінювання $n(V)$, тобто через $\frac{\partial n(V)}{\partial t}$. Розглянемо під впливом яких ефектів така трансформація спектру буде відбуватись.

По-перше, краплі з цього інтервалу будуть захоплюватись більш крупними краплями, які мають об'єми в інтервалі $V_r < V < \infty$. Число таких захоплень є добуток $n(v)$ на імовірність зіткнення з краплями більших об'ємів $n(V) \cdot P(V_r < V < \infty)$. Але, очевидно,

$$P(V_r < V < \infty) = \int_v^{\infty} K(V, V_r) f(V) dV. \quad (5.45)$$

По-друге, буде відбуватись зіткнення й злиття цих крапель з більш дрібними краплями, тобто з краплями із інтервалу $0 < V < V_r$. Число їх буде $n(v) \cdot P(0 < V < V_r)$, де

$$P(0 < V \leq V_r) = \int_0^{V_r} K(V, V_r) f(V) dV. \quad (5.46)$$

Отже, за рахунок обох коагуляційних ефектів число крапель з інтервалу об'ємів $V, V + dV$ буде зменшуватись, і за одиницю часу загальне зменшення буде дорівнювати

$$\begin{aligned} \Delta n_1(V) &= n(V) \left[\int_0^{V_r} K(V, V_r) f(V) dV + \int_{V_r}^{\infty} K(V, V_r) f(V) dV \right] = \\ &= n(V) \int_{V_r}^{\infty} K(V, V_r) f(V) dV. \end{aligned} \quad (5.47)$$

Але, по-третє, в інтервалі від V до $V + dV$ число крапель буде збільшуватись завдяки злиттю усіх пар більш дрібних крапель, сума об'ємів яких дорівнює V . Число таких пар за одиницю часу в інтервалі du залежить від імовірності крапель інтервалу від u до $(u + du)$ в інтервалі dV , яка дорівнює $f(u)du$, та імовірності того, що краплі розмірів $(V - u)$ знаходяться в інтервалі dV . Остання, очевидно, дорівнює $f(V - u)dV$. Оскільки зазначені випадкові процеси незалежні, загальна імовірність цієї складної випадкової події дорівнює, як відомо, добутку ймовірностей $f(\delta)dV f(u)du$, де $\delta = V - u$. Тоді з урахуванням коефіцієнта коагуляції $K(\delta, u)$ число крапель, що збільшується за одиницю часу в інтервалі dV завдяки зазначеному процесу, дорівнює

$$\Delta n_r(V) = \frac{1}{2} \int_0^v K(\delta, u) f(\delta) f(u) dV du. \quad (5.48)$$

Коефіцієнт $\frac{1}{2}$ потрібен для того, щоб не перераховувати двічі кожен комбінацію захоплення. Підсумовуючи всі ефекти, які описані вище, маємо

$$\frac{\partial n(V)}{\partial t} = \Delta n_2(V) - \Delta n_1(V) \quad (5.49)$$

Або, враховуючи рівняння (7.48) і (7.47),

$$\frac{\partial n(V)}{\partial t} = \frac{1}{2} dV \int_0^v K(\delta, u) f(\delta) f(u) du - n(V) \int_0^\infty K(V, V_r) f(V) dV. \quad (5.50)$$

Ці рівняння називають кінетичним рівнянням, рівнянням коагуляції, рівнянням стохастичної коагуляції.

Розв'язком рівняння (5.50) є спектр крапель $f(V, t)$ у моменті часу t , який завдяки коагуляції розвивається з початкового спектру $f(V, 0)$. Треба мати на увазі, що ми маємо діло з стохастичним процесом, і рівняння (5.50) є стохастичне диференціальне рівняння. Тому початковий розподіл $f(V, 0)$ приводить до цілої сім'ї розв'язків $f(V, t)$, кожен із котрих відбиває одну реалізацію процесу коагуляції. Детерміністичний розв'язок рівняння (5.50) приводить до середньої функції $f(V, t)$ розподілу крапель за розмірами, тобто функції, осередненої за багатьма реалізаціями.

На рис. 5.6 приводиться приклад результатів, отриманих шляхом інтегрування рівняння (5.50). Вважалось, що початковим розподілом $f(v, 0)$ крапель був розподіл Гауса з параметрами, які характеризуються відношенням стандартного відхилення до середнього значення радіусу крапель $\sigma_r/r = 0,15$, а водність хмари дорівнює 1 г/м^3 . Інтегрування відбувалося при різних коефіцієнтах захоплення. Як і слід було чекати, розподіл крапель розвивається найшвидше при геометричній імовірності захоплення ($E = 1$). При інших значеннях коефіцієнта захоплення, розвиток спектру є менш інтенсивним, але друга мода на кривій розподілу все ж таки намічається.

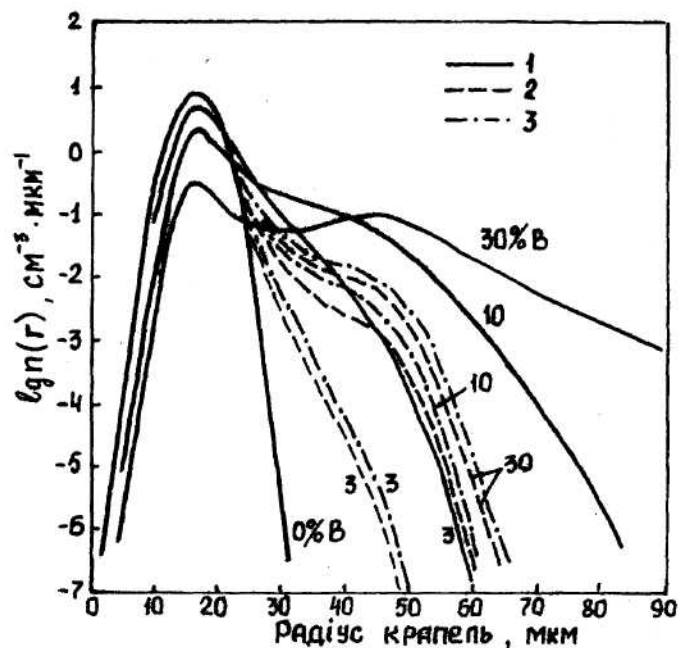


Рис. 5.6 – Спектр розмірів крапель через 3, 10 і 15 хв. після початку коагуляції при трьох різних значеннях коефіцієнта зіткнення. (Початковий розподіл $\sigma/\bar{r} = 0,15$; концентрація крапель 50 см^{-3} ; 1 – коефіцієнт $E = 1$; 2 і 3 – коефіцієнти E , що отримані відповідно Девісом і Хокінгом)

На закінчення нагадаємо, що рівняння (5.50) ураховує тільки ефект гравітаційної коагуляції. За теперішнього часу виведені кінетичні рівняння коагуляційного зростання крапель у хмарі, які в тій або іншій повноті ураховують вплив на трансформацію спектру горизонтальних і вертикальних упорядкованих потоків повітря, турбулентних рухів у хмарі, водності хмари, змінення з розмірами крапель при даній функції розподілу, коефіцієнта коагуляції.

5.4 Коагуляційне зростання кристалів у хмарі

Кристал льоду, який падає крізь хмару переохолоджених крапель води й інших льодяних часток, може зростати за рахунок намерзання крапель води, захоплених цим кристалом, або зчеплення з іншими кристалами. Зростання кристалів внаслідок намерзання приводить до утворення крупі й обернених структур. У результаті зчеплення кристалів утворюються сніжинки. Велике значення для зростання кристалів, обумовленого захопленням переохолоджених крапель, має швидкість падіння льодяних кристалів. Найбільшу швидкість мають частки крупі, які уявляють собою агрегати замерзлих крапель. Обернені структури (кристали з краплями)

падають з швидкостями біля 1 м/с, частинки ж, що належать до істинних кристалів, падають з меншими швидкостями. Швидкість падіння кристалів, очевидно, залежить від їхніх розмірів. Ця залежність з достатньою точністю для часток крупи описується емпіричною формулою

$$v = 520r^{0,6}, \quad (5.51)$$

де v - в см/с, r - радіус сферичної частки в см. Сухі сніжинки падають також з швидкістю біля 1 м/с. При падінні сніжинки стають більш компактними через підтавання і швидкість падіння їх збільшується. Прийняті результати дає формула, що запропонована для швидкостей падіння сніжинок Ланглебенем

$$v = kD^n, \quad (5.52)$$

де D - діаметр краплі, яка утворилася б у випадку, коли б сніжинка розтанула, k - коефіцієнт. Для дендритів $k \approx 160$ і $n = 0,3$; для стовбців і пластинок $k = 234$ і $n = 0,3$. Діаметр береться у сантиметрах, а швидкість падіння за формулою (5.52) у см/с.

Від діаметра льодяного кристала залежить його маса. Ця залежність визначається емпіричною формулою, яка запропонована Мейсоном

$$m = aD^6. \quad (5.53)$$

Для кристалів різних форм значення параметрів a і v приводяться в табл.5.3.

Таблиця 5.3 – Значення параметрів a і v для кристалів різних форм

Форма кристала	a	v
Крупа	0,065	3
Обзернені пластинки та зірчасті дендрити	0,027	2
Дрібні сніжинки та просторові дендрити	0,010	2
Плоскі дендрити	0,0038	2

Але форм кристалів дуже багато, тому формулу (5.53) треба розглядати, як дуже грубе наближення. В ній діаметр D має розмірність сантиметри.

Зростання льодяних часток шляхом злиття з переохолодженими краплями треба розглядати з урахуванням коефіцієнта захоплення. Процес захоплення в цьому випадку дуже складний, причому переважною зоною зіткнення є параметр кристалу. Зростання локального коефіцієнта захоплення поблизу периметра плоских тіл теоретично було обґрунтовано В.М. Волощуком.

Інформації про коефіцієнт захоплення при зчепленні кристалів ще менше. Існують дані про те, що відкриті структури, як, наприклад,

дендрити, за умови зіткнення, злипаються з більшою імовірністю, ніж кристали іншої форми, і що злипання при будь-яких випадках більш імовірно при відносно високих температурах. Ефективне зчеплення кристалів спостерігається лише при температурах, що перевищують -10°C .

Ураховуючи всі ці невизначеності, можна записати рівняння коагуляційного зростання в результаті захоплення часткою крупи переохолоджених крапель. Для цього використаємо формулу (5.26), обидві частини якої помножимо на $4\pi R^2 \rho_g$. Будемо мати

$$\frac{dm'}{dt} = \bar{E} Q_w \pi R^2 v(R), \quad (5.54)$$

де m' - маса частки, Q_w - водність хмари, R - радіус частки, $v(R)$ - швидкість падіння, \bar{E} - середній коефіцієнт захоплення.

Такий підхід можна здійснити й для зчеплення кристалів. Оскільки всі сніжинки падають зі швидкістю біля 1 м/с, а всі льодяні кристали – з швидкістю біля 0,4 – 0,5 м/с, рівняння зростання сніжинки буде мати вигляд:

$$\frac{dm'}{dt} = E Q_i \pi R^2 \Delta v, \quad (5.55)$$

де Δv - різниця між швидкостями падіння сніжинки й льодяних кристалів, що є, як можна приблизно вважати, величиною постійною. Сукупність льодяних кристалів буває зручніше виражати через їхню концентрацію N , а не льодність Q_i . Нагадаємо, що льодністю хмари називають масу замерзлої води, яка утримується в кристалах одиничного об'єму хмарного повітря.

Очевидно,

$$Q_i = N V_k \rho_l, \quad (5.56)$$

де V_k - об'єм кристалів, ρ_l - їхня густина.

Якщо припустити, що сніжинка має таку ж густину, як і кристали, то її маса дорівнює $m = \rho_l V_c$ (V_c - об'єм сніжинки). Тоді рівняння зростання, записане через об'єм, має вигляд

$$\frac{dV_c}{dt} = B \bar{E} V_c^{2/3} N V_k \Delta v, \quad (5.57)$$

де $B^3 = \frac{9}{16} \pi$.

Рівняння, що приводяться вище, треба розглядати як грубе наближення до дійсних процесів зростання льодяних часток. Але вони в розумній мірі наближення узгоджуються з даними спостережень для крупної сніжинки.

Суттєвою умовою є необхідність розвитку сніжинки, оскільки лише деякі кристали, що утворюються та зростають за рахунок дифузії, стають більшими за своїх сусідів або завдяки прискореному дифузійному росту, або завдяки випадковим зіткненням з іншими кристалами або з переохолодженими краплями. Отримавши цю початкову перевагу, кристали, або невеликі агрегати, падають в умовах, більш сприятливих для збільшення за рахунок захоплення крапель чи більш дрібних кристалів.

Для утворення дощових крапель або великих сніжинок потрібно, щоб відбувалося зчеплення льодяних кристалів, або щоб кристали захоплювали краплі у випадку зростання льодяних часток, або щоб відбувалася коагуляція крапель, якщо йдеться про утворення дощових крапель у краплинній хмарі. Одним лише конденсаційним зростанням неможливо пояснити утворення двох-трьох міліметрових дощових крапель за реальний проміжок часу. Останній процес є більш ефективним для льодяних кристалів. Ніж для крапель води, завдяки тому, що хмарне середовище знаходиться у стані насичення відносно поверхні води й пересичення – відносно поверхні льоду. У теплих хмарах дифузійне зростання крапель йде дуже повільно навіть для утворення крапель моросі за достатньо малий час. Для того, щоб із таких хмар випадав дощ, обов'язково потрібна коагуляція.

Більшість які купчастих хмар спочатку розвиваються при температурах вище 0°C або при температурах, при яких імовірність замерзання крапель мала. Потім хмари зростають вгору до висот, на яких температура сприяє утворенню льодових часток. У таких хмарах можуть діяти обидва механізми утворення опадів: спочатку коагуляція крапель, а пізніше, крім того, й дифузійне зростання льодяних часток. Який з цих процесів переважає в тих або інших умовах залежить, головним чином, від температури на вершині хмари, водності та концентрації крапель. Ефективна коагуляція буде спостерігатись при наявності великих крапель. Їх наявність більш імовірна, якщо при тій же водності концентрація крапель менша, тобто коагуляція буде переважати у відносно теплих хмарах з великими водностями та низькими концентраціями крапель.

Підбиваючи підсумки, слід підкреслити, що в типових купчастих хмарах помірних широт початковий розвиток опадів відбувається завдяки утворенню й зростанню льодяних кристалів разом з тим, для розвитку сильного дощу повинен реалізуватись який-небудь процес захоплення: чи зчеплення кристалів, чи захоплення у хмарі крапель кристалами, сухими або танучими сніжинками.

5.5 Класифікація опадів

Опади, що випадають на земну поверхню насамперед можна розділити на тверді, рідкі та змішані.

До твердих опадів відносяться такі основні їхні форми:

1. Сніг – опади у вигляді кристалів (сніжинок) різноманітної форми, найчастіше у формі зірочок, які часто об'єднуються в пластівці великого розміру. Спостерігається велика різноманітність форм сніжинок: голки, стовпчики, пластинки; голчаті зірки; пластинчаті зірки; їжаки, які складаються з декількох стовпчиків; стовпчики з пластинками або зірками на кінцях тощо.

Розміри окремих сніжинок можуть бути дуже різними. Найбільші лінійні розміри мають голчаті зірки. Їхні радіуси можуть досягати 4-5 мм. У змішаних хмарах часто спостерігається обзернення сніжинок. Воно є результатом замерзання переохолоджених крапель при співударах з сніжинкою. Така частка має матовий відтінок. Пластівці снігу можуть мати різні розміри: від 0,5 мм до 5 см. Спостерігались пластівці з радіусом до 15-20 см.

Пластівці снігу – це часте явище. Вони спостерігаються у 14% випадків при слабких і в 92% випадків при сильних снігопадах. Утворенню снігових пластівців сприяють відносно висока температура повітря, велика густина снігопаду, великі відстані, що проходять сніжинки при падінні, та інші фактори.

2. Мокрий сніг – опади у виді сніжинок і крапель або сніжинок, які тануть. Сніг стає мокрим, коли поблизу від земної поверхні температура близька до 0 °С або ще вищею.

3. Крупа – це опади, які складаються з льодяних часток і дуже обзернених сніжинок. Частинки крупи мають радіус від часток міліметрів до 7,5 мм. Крупа утворюється шляхом замерзання переохолоджених крапель води й обзернення сніжинок.

У залежності від співвідношення між сніговою та льодяною фракціями крупи, цей вид опадів підрозділяють на снігові зерна, снігову й льодяну крупу.

4. Град – частки кулястої форми з льодяними прошарками різної густини. Розміри граду можуть бути дуже різними: його радіус найчастіше буває від 1 до 25 мм. Але інколи випадають частки граду з радіусом до 15 см і навіть більшим. Великі частки граду мають шарувату будову. У центрі розташовується матове біле ядро, яке схоже на снігову крупу. Ядро обтягується шаром прозорого льоду. Далі йдуть поперемінно непрозорі й прозорі шари льоду.

Град утворюється в купчасто-дощових хмарах у результаті злиття переохолоджених крапель води з частками крупи й їх замерзання.

Рідкі опади складаються з таких форм:

1. Дощ – рідкі водяні опади у формі крапель з радіусом більшим 0,25 мм. Як показують спостереження, крапель більших ніж 2,5-3,2 мм, не зустрічається, оскільки великі краплі сплющуються й розбиваються на декілька дрібних. Переважні радіуси бризок дорівнюють 0,75-1 мм. Швидкість падіння крапель дощу досягає 8-10 м/с. Дощ випадає з шарувато-дощових (Ns) і купчасто-дощових (Cb), а іноді й з високошаруватих (As) хмар.

2. Мряка – однорідні опади, що складаються з дрібних крапель, радіусом, меншим за 0,25 мм. Вони майже не мають спрямованого руху. Створюється враження, що краплі мряки плавають у повітрі. Мряка випадає з шаруватих (St) і шарувато-купчастих (Sc) хмар. Краплі мряки інколи утворюються в густому тумані. Інтенсивність опадів у випадку мряки не перевищує 0,25 мм/ч, швидкість падіння крапель у нерухомому повітрі менша за 0,3 м/с.

Класифікацію за формою називають морфологічною. Існує ще генетична класифікація опадів, тобто класифікація за фізичними умовами утворення. Відповідно до цієї класифікації опади підрозділяються на такі види:

1. Обложні опади – це тривалі й розповсюдженні на великі площі опади середньої інтенсивності, які випадають із хмар системи $As - Ns$ у вигляді дощу або снігу, іноді мокрого.

2. Зливові опади – опади, які випадають з купчасто-дощових хмар у вигляді дощу, снігу, крупи, граду. Вони раптово починаються й закінчуються. Інтенсивність цих опадів різко змінюється за часом. Зливові опади часто супроводжуються грозами та шквалами.

3. Мрячні опади – це опади, які випадають з густих шаруватих і шарувато-купчастих хмар. Вони утворюються у стійко стратифікованих повітряних масах. При від'ємних низьких температурах такі хмари дають опади у формі льодяних кристалів.

6 Тумани

6.1 Загальні характеристики туманів

У попередніх розділах розглядалися процеси, завдяки яким у повітрі на деякій висоті в результаті конденсації водяної пари утворювались сукупності крапель визначених конденсацій і розподілу по розмірах, тобто хмари. Але конденсація пари може відбуватись у безпосередній близькості

від земної поверхні (у приземному шарі атмосфери). У цьому випадку продукти конденсації водяної пари формують серпанок або туман.

Туманом називають сукупність завислих у повітрі крапель води або кристалів льоду, що приводить до змішення горизонтальної дальності видимості поблизу від земної поверхні до 1 км і менше. При видимості від 1 до 10 км сукупність завислих крапель або кристалів льоду називається серпанком. Поряд з поняттям серпанку існує й поняття імлі, яка являє собою сукупність завислих у повітрі твердих часток. Імла теж погіршує прозорість повітря до 10 км й менше, але спостерігається при відносній вологості повітря значно меншій від 100%. У всіх попередніх визначеннях під дальністю видимості розуміється метеорологічна дальність видимості. У залежності від дальності видимості розрізняють за інтенсивністю такі види туманів і серпанків:

Види туманів і серпанків	Дальність видимості
Сильний туман	< 50 м
Помірний туман	50-500 м
Слабкий туман	500-1000 м
Сильний серпанок	1-2 км
Помірний серпанок	2-4 км
Слабкий серпанок	4-10 км

Дальність видимості є, як відомо, інтегральною характеристикою мікроструктури туману або серпанку. Вона обумовлюється інтенсивністю розсіювання сонячного світла аерозольними частками, що складають ці явища погоди. Але інтенсивність розсіювання залежить від концентрації крапель або кристалів, їхнього розподілу за розмірами. Обидві ці характеристики визначають і відповідність туману. Отже, туман може характеризуватись такими ж параметрами, як і хмари: концентрацією аерозольних часток, їхнім розподілом за розмірами й водністю. Як і для хмар, розрізняють абсолютну водність (або просто водність) й питому водність туману.

У тумані вода буває в двох (рідкому та змішаному), а при низьких від'ємних температурах у трьох (рідкому, змішаному та твердому) фазових станах.

Якщо до абсолютної вологості повітря a , яка є, як відомо, масою водяної пари у 1 м^3 повітря, додати абсолютну водність Q_w туману, то отримаємо абсолютний вологовміст Q повітря в тумані. Отже:

$$Q = a + Q_w. \quad (6.1)$$

До того, як туман утворився, $Q_w = 0$ і $Q = a$. У тумані абсолютна вологість близька до насиченої a_m , яка є функцією тільки температури T . Таким чином, для туману

$$Q_w = Q - a_m(T). \quad (6.2)$$

Ця формула свідчить про те, що водність туману може збільшуватись за рахунок таких факторів: збільшення вологовмісту повітря Q ; падіння температури повітря, що приводить до зменшення насичуючої абсолютної вологості $a_m(T)$.

Вологовміст повітря може збільшуватися під впливом випаровування води з підстильної поверхні, горизонтального та вертикального перемішування повітря. Падіння температури відбувається за рахунок молекулярного й турбулентного теплообміну з оточуючими масами повітря й землею поверхнею, радіаційного вихолодження, адіабатичного розширювання об'ємів повітря при їхніх висхідних рухах. Відносно фіксованої точки простору, поряд з переліченими процесами на зміння вологовмісту й температури повітря чинять вплив і горизонтальний перенос (адвекція) та вертикальні рухи повітря. У залежності від співвідношення зазначених процесів тумани підрозділяються на тумани охолодження, тумани змішування й тумани випаровування. Тумани охолодження, в свою чергу, розділяються на адвективні й радіаційні.

6.2 Тумани охолодження

6.2.1 Адвективні тумани

Адвективні тумани виникають у теплій повітряній масі, яка переміщується на більш холодну підстильну поверхню й вихолоджується завдяки турбулентному й радіаційному теплообміну з цією поверхнею. Утворенню такого туману сприяють велика різниця температури підстильної поверхні та початкової температури відносно теплого потоку, велика відносна вологість повітря, помірна швидкість вітру (2-5 м/с), збільшення або постійність з висотою масової частки водяної пари, помірно стійка стратифікація й порівняно слабкий турбулентний обмін. Якщо швидкість вітру велика, то виникає інтенсивний турбулентний обмін, який перешкоджає утворенню туману. При слабкому вітрі повітряна маса повільно переміщується й завдяки цьому повільно охолоджується. Турбулентний обмін завжди сприяє вирівнюванню масової частки пари по вертикалі. Коли вона з висотою збільшується у приземному шарі, то під впливом турбулентності відбувається збільшення вологості повітря біля земної поверхні за рахунок переносу пари зверху донизу. Дуже стійка стратифікація (сильна інверсія температури) приводить до затухання

турбулентного обміну. Порівняно з ним молекулярний теплообмін дуже малий. Тому охолодження повітря поширюється від земної поверхні дуже повільно, і туман утворюється в дуже тонкому шарі біля підстильної поверхні.

Адвективний туман відрізняється найбільшою повторюваністю й тривалістю. В Україні, наприклад, 59% загального числа днів з туманом приходить саме на адвективний туман. В 9% випадків тривалість існування такого туману перевищує 24 години. Адвективні тумани найбільш інтенсивні й займають великі площі.

Частинним випадком адвективних туманів є берегові тумани, що утворюються на суші у холодну половину року, коли вітер має напрямок з моря. У період з жовтня до травня такі тумани є частим явищем на узбережжі Чорного моря. Як правило, берегові тумани відносяться до теплих, тобто до таких, які складаються з крапель води.

Дуже ретельні спостереження теплих адвективних туманів майже два десятиріччя проводилися на експериментальному метеорологічному полігоні проблемної науково-дослідної лабораторії Одеського гідрометеорологічного інституту (ЕМП ПНДЛ ОГМІ). Розташоване на полігоні обладнання давало змогу організовувати комплексні експерименти в натуральних туманах, у процесі яких відбувалося одночасне вимірювання внутрішніх (розподіл крапель за розмірами, їхня концентрація, водність, оптична прозорість туману) та зовнішніх (характеристики температури, вологості, вітру) параметрів туманів. Такі дослідження дозволили, по-перше, визначити важливі параметри мікроструктури, що характеризують особливості теплих приморських туманів північно-західного узбережжя Чорного моря, отримати інформацію про механізми взаємозв'язку між флуктуаціями зовнішніх та внутрішніх параметрів туманів.

Спостереження показали, що в середньому на протязі року спостерігається в Одесі 50-60 днів з туманом з максимумом 90 днів. 70% цих туманів утворюється в період листопад-березень. На теплий період року приходить менше 10% загальної річної кількості туманів. У холодну частину року за місяць буває від 5 до 9 днів з туманами, а в окремі роки за місяць спостерігається до 20 днів з туманом.

Адвективні тумани мають порівняно велику тривалість: в Одесі, наприклад, від 5-8 годин до декількох діб. Сумарна річна тривалість досягає 200-600 годин.

Як показали дослідження, спектри крапель туманів дуже мінливі, але більшість з них можна розділити на дві групи: j - подібні спектри, та спектри унімодальні. Унімодальним називають спектр, у якого спостерігається лише одна мода (моду називають точку максимуму функції $f(r)$ - щільності імовірності радіусів крапель). Інколи були

отримані й бімодальні (тобто двомодальні спектри, але кількість їхня незначна. j - подібні, та унімодальні спектри, як і спектри хмарних крапель, можуть з достатньою точністю бути описані за допомогою щільності ймовірності гамма-розподілу

$$f(r) = \frac{\alpha^\lambda r^{\lambda-1} e^{-\alpha r}}{\Gamma(\lambda)} \quad (6.3)$$

або

$$f(u) = \frac{u^{\lambda-1} e^{-u}}{\Gamma(\lambda)}, \quad (6.4)$$

якщо запровадити перетворення $u = \alpha r$.

Функція $f(r)$, як можна легко показати, має максимум у точці

$$r_{\max} = \frac{\lambda - 1}{\alpha}. \quad (6.5)$$

Це означає, що j - подібні розподіли крапель спостерігаються при $\lambda \leq 1$, а унімодальні при $\lambda > 1$. Крім того, можна показати, що точки перегину функції (6.3) визначаються формулою

$$r_{1,2} = \frac{\lambda - 1 \pm \sqrt{\lambda - 1}}{\alpha}. \quad (6.6)$$

Її аналіз показує, що функція (6.3) при $\lambda > 1$ має одну точку перегину, коли $1 < \lambda < 2$, і дві точки перегину, коли $\lambda > 2$. Якщо по цій ознаці розділити всі спектри, що були отримані при комплексних натурних експериментах на НДП ПНДЛ ОГМІ, на три групи ($\lambda \leq 1$; $1 < \lambda \leq 2$; $\lambda > 2$) й знайти для кожної з них середні значення параметрів масштабу $\bar{\alpha}$ і форми $\bar{\lambda}$, то отримаємо три типові спектри крапель. Вони зображені на рис. 6.1 – 6.3. На j - подібні спектри приходиться майже половина всіх спектрів, що спостерігалися, на унімодальні – 35%, при чому в 7% випадків спектри мають одну, а в 25% випадків – дві точки перегину.

Спектри різної форми характеризуються й різними концентраціями крапель: j - подібні й бімодальні спектри мають широкий діапазон концентрацій $1 < N < 120 \text{ см}^{-3}$, діапазон можливих значень концентрацій крапель унімодальних спектрів значно менший ($8 < N < 24 \text{ см}^{-3}$).

Адвективні тумани північно-західного узбережжя Чорного моря характеризуються порівняно невеликими водностями. Діапазон її зміни обмежується значеннями 0,01 і 0,12 г/м³ при середній водності 0,04 г/м³ й модальному значенні 0,03 г/м³.

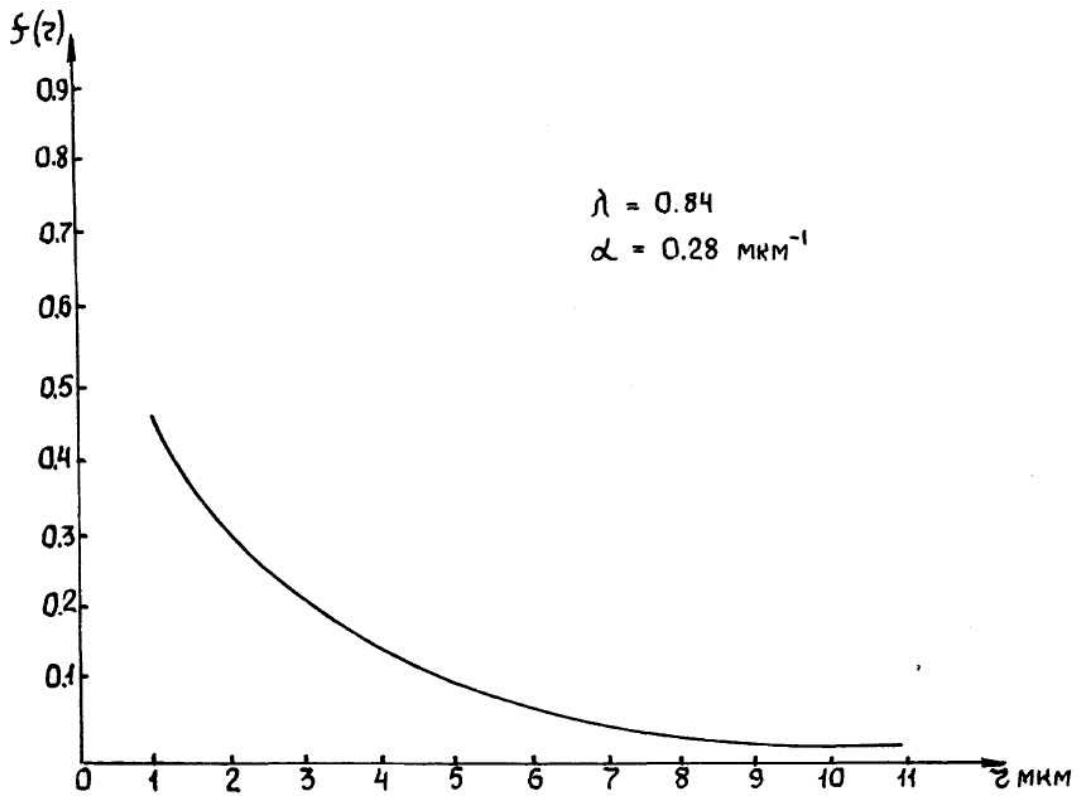


Рис. 6.1 – Розподіл крапель туману за розмірами для визначених значень параметрів гамма-розподілу (Північно-західне Причорномор'я)

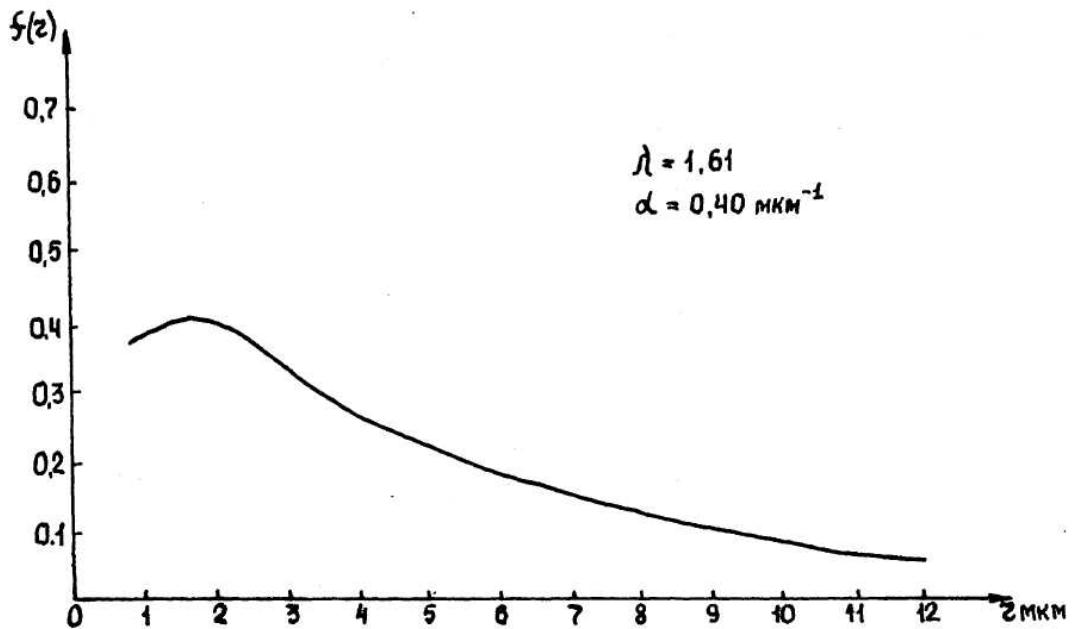


Рис. 6.2 – Розподіл крапель туману за розмірами для визначених значень параметрів гамма-розподілу (Північно-західне Причорномор'я)

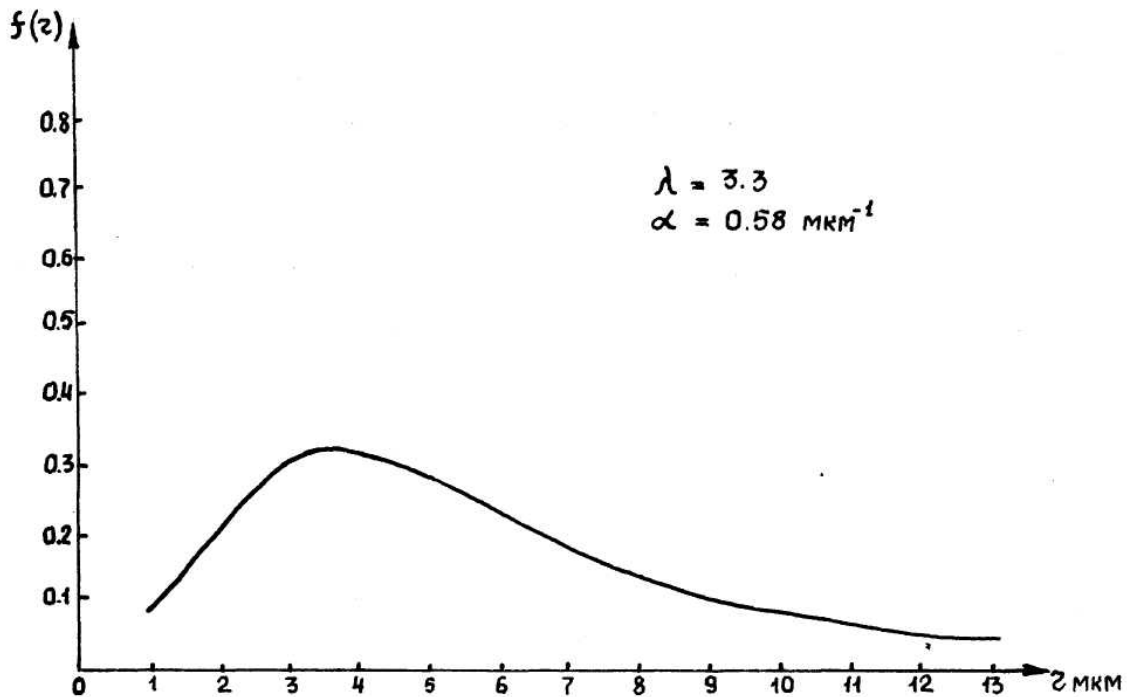


Рис. 6.3 – Розподіл крапель туману за розмірами для визначених значень параметрів гамма-розподілу (Північно-західне Причорномор'я)

Інформації про розподіл водності туманів з висотою дуже мало. За існуючими експериментальними даними вона суттєво змінюється з висотою лише поблизу земної поверхні і верхньої границі туманів.

Верхня границя адвективних туманів у більшості випадків співпадає з верхньою границею приземної або піднятої інверсії температури. За даними зондування атмосфери над Україною, що відбувалося з жовтня 1960 р до червня 1962 р, середня товщина адвективних туманів дорівнює 320 м. Верхня границя адвективних туманів на висотах менших за 100 м не зустрічалась. Найбільш часто вона розташовувалась на висотах 200 – 400 м (57% випадків). Спостерігались випадки, коли товщина адвективного туману перевищувала 600 м.

Комплексні експерименти у натурних туманах північно-західного узбережжя Чорного моря показують, що зв'язок між флуктуаціями характеристик спектру крапель й зовнішніх параметрів (флуктуаціями температури, швидкості вітру, їхніх вертикальних градієнтів, радіаційного балансу підстильної поверхні) проявляється досить виразно.

Дослідження показують (табл. 6.1), що переважний внесок у змінювання параметра масштабу α гама-розподілу крапель за розмірами робить радіаційний баланс, швидкість вітру і температура повітря поблизу земної поверхні, в той час коли на параметр форми λ чинять вплив приблизно в рівній мірі швидкість вітру, температура повітря й градієнт

температури у шарі 2-12 м. Змінювання концентрації крапель відбувається головним чином під дією змінювання температури й градієнта швидкості вітру.

Таблиця 6.1 – Внесок (%) факторів стану приземного шару повітря в дисперсію параметрів мікроструктури туманів

Параметри	B	ν_2	$\Delta\nu_{2-16}$	T_0	T_2	ΔT_{0-2}	ΔT_{2-12}
α	53,6	19,6	1,8	11,4	5,3	4,0	4,3
λ	5,4	26,8	0,9	27,6	25,0	0,2	14,1
r_{mod}	7,1	69,6	18,7	2,1	0,1	1,5	0,9
N_{mod}	3,3	3,5	10,2	24,3	52,1	5,1	1,5

(У табл. 6.1 r_{mod} - модальний радіус крапель, N_{mod} - концентрація крапель у модальному інтервалі їхніх розмірів, B - радіаційний баланс, ν_2, T_2 - швидкість вітру і температура на висоті 2м, T_0 - температура земної поверхні, ΔT і $\Delta\nu$ - вертикальні градієнти температури й швидкості вітру у зазначеному шарі повітрі).

Змінювання модального радіусу крапель у великій мірі залежить від швидкості вітру й вертикального її градієнта, а концентрації крапель модального інтервалу – від температури повітря на висоті 2 м і температури земної поверхні.

6.2.2 Радіаційні тумани

Радіаційні тумани утворюються завдяки радіаційному охолодженню земної поверхні й прилягаючого шару повітря та турбулентного перемішування. Подальший їхній розвиток може залежати й від випромінювання самого туману. Радіаційний туман знаходиться в значно більшій залежності, ніж адвективний, від місцевих умов: характеру підстильної поверхні, місцевих повітряних течій тощо.

Власне кажучи, є підстави вважати, що в процесі охолодження повітря до точки роси, коли туман ще не утворився, масова частка водяної пари залишається постійною. Але більш ретельні міркування заставляють відкинути здавалося би такий очевидний висновок. В дійсності, і це підтверджується експериментально, під впливом хоча й слабого турбулентного перемішування й випадіння роси відбувається перерозподіл водяної пари між шарами атмосфери, внаслідок чого масова частка водяної пари ще до початку туманоутворення на деякому рівні як правило зменшується.

Процес утворення радіаційного туману можна розділити на декілька фаз:

1. Зародження приземного серпанку й початок утворення приземної інверсії температури.

2. Утворення оптично тонкого у вертикальному напрямку шару туману, у якому горизонтальна дальність видимості може зменшитися до 0,1-0,2 км.

3. Виникнення оптично товстого й більш сталого шару туману, товщиною близько 20 м з добре помітною інверсією температури безпосередньо над його чітко означеною верхньою границею.

4. Розсіювання туману.

Сприятливими умовами для утворення радіаційного туману є, по-перше відсутність хмар або наявність хмар тільки верхнього ярусу. Хмарний покрив приводить до зменшення випромінювання з верхньої границі туману й земної поверхні за рахунок збільшення противипромінювання атмосфери, що зменшує охолодження підстильної поверхні й шару туману. По-друге, утворенню радіаційного туману сприяє висока відносна вологість повітря. Чим вона більша, тим менше охолодження потрібне для досягнення стану насичення.

Сонячна радіація після сходу Сонця приводить до швидкого руйнування приземної інверсії й розсіювання радіаційного туману.

Невисокий рослинний покрив, який має малу ефективну теплоємність, вночі може сильно охолоджуватися й таким чином сприяти утворенню туману.

6.3 Тумани змішування

Тумани змішування утворюються при надходженні холодного повітря на більш теплу підстильну поверхню. Повітря, що надходить, дуже швидко змішується з порівняно теплим шаром повітря, яке розташовується над теплою й вологою поверхнею. Цей процес протікає дуже інтенсивно й туман утворюється вже через декілька хвилин після початку адвекції холодного повітря. Графічно він зображається на рис. 6.4.

На ньому крива AA характеризує залежність масової частки насиченої водяної пари від температури $S_m(T)$. Нехай точка $B_1(T_1, S_1)$ характеризує температуру й масову частку водяної пари у холодному, а точка $B_2(T_2, S_2)$ - у теплому повітрі. Припустимо, що однакова кількість теплового й холодного повітря змішується при однаковому атмосферному тиску. Тоді суміш буде характеризуватись значеннями температури $T_3 = (T_1 + T_2)/2$ і $S_3 = (S_1 + S_2)/2$. Цьому стану суміші відповідає точка $B_3(T_3, S_3)$.

Очевидно, $S_3 > S_m(T_3)$, що приводить до конденсації водяної пари, яка супроводиться зменшенням масової частки пари в об'ємі, підвищенням температури і, в залежності від останнього, зростанням насичуючої масової частки пари. Конденсація припиняється у точці B_0 , де $S_0 = S_m(T_0)$. Наприклад, якщо $T_1 = -5^\circ\text{C}$, $T_2 = 5^\circ\text{C}$, то температура суміші в точці B_0 , як показують розрахунки, дорівнює $0,33^\circ\text{C}$, а кількість сконденсованої води - $\Delta q = 0,133$ г на 1 кг повітря. У результаті водність $Q_w = \Delta q \cdot \rho = 0,17$ г/м³, тобто буде досить значною. Туман може також виникнути, коли холодне повітря є насиченим (точка B_5 , у котрій $S_5 < S_m(T)$), але якщо різниця температур $T_2 - T_5$ досить велика.

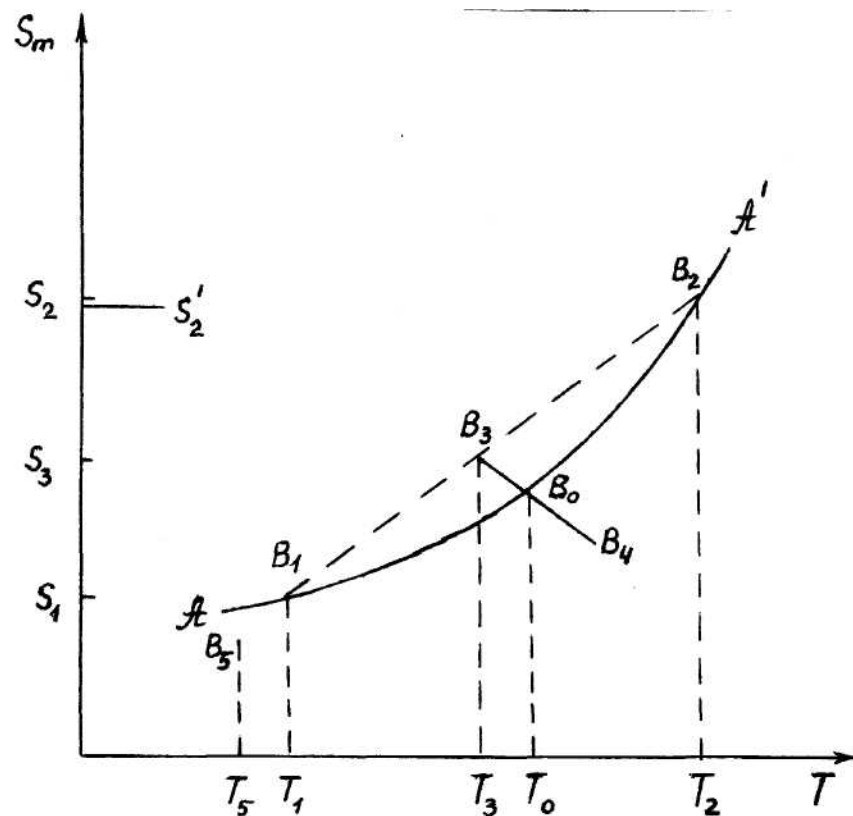


Рис. 6.4 – До пояснення процесу утворення туману змішування

Тумани змішування часто утворюються в холодну половину року над акваторією Чорного моря при вторгненні морського арктичного повітря. Теорія формування туману змішування розроблена Л.Т. Матвеевим.

Нехай відбувається змішування двох мас повітря - m_1 холодного і m_2 – теплого. Тоді масова частка і температура суміші будуть

$$S = \frac{S_1 m_1 + S_2 m_2}{m_1 + m_2} = \frac{S_1 + S_2 n}{1 + n}, \quad (6.7)$$

$$T = \frac{T_1 m_1 + T_2 m_2}{m_1 + m_2} = \frac{T_1 + T_2 n}{1 + n}, \quad (6.8)$$

де T_1, T_2, S_1, S_2 - температури і масові частки відповідно холодного й теплового повітря, $n = m_1/m_2$ - показує, яка маса холодного повітря змішується з одиницею маси теплового повітря. Параметр n у формулах, що приводяться вище, невідомий і потребує визначення.

У реальній атмосфері конденсація водяної пари починається практично при досягненні стану насичення, значить, для питомої водності можна записати співвідношення

$$\delta_w = S - S_m(T, P), \quad (6.9)$$

де $S_m(T, P)$ - масова частка насиченої пари при температурі T і атмосферному тиску P .

Будемо вважати, що процес відбувається ізобарично ($P = const$).

Параметри S, T і, відповідно, питома водність δ_w залежить від n . Будемо шукати таке n , щоб при характеристиках холодного (S_1, T_1) і теплового (S_2, T_2) повітря питома водність δ_w досягала максимуму. Для цього запишемо похідну по n від формули (6.9) й прирівняємо її до нуля. Будемо мати

$$\frac{dS}{dn} - \frac{dS_m}{dT} \cdot \frac{dT}{dn} = 0. \quad (6.10)$$

Очевидно,

$$\frac{dS}{dn} = \frac{S_2 - S_1}{(1 + n)^2}, \quad (6.11)$$

$$\frac{dT}{dn} = \frac{T_2 - T_1}{(1 + n)^2}. \quad (6.12)$$

Крім того, записавши рівняння Клаузіуса-Клапейрона

$$\frac{dE}{dT} = \frac{LE}{R_n T^2}$$

й помноживши обидві його частини на множник $\frac{0,622}{P}$, отримаємо:

$$\frac{dS_m}{dT} = \frac{B}{P}, \quad (6.13)$$

де

$$B[T] = \frac{0,622LE(T)}{R_n T^2}. \quad (6.14)$$

Підставимо формули (6.11), (6.12) і (6.13) у рівняння (6.10). Будемо мати після нескладних перетворень

$$B = P \frac{S_2 - S_1}{T_2 - T_1}. \quad (6.15)$$

Якщо температура суміші T відома, то можна з формули (6.8) легко знайти n . Очевидно

$$n = \frac{T - T_1}{T_2 - T}. \quad (6.16)$$

Тепер треба підставити формулу (6.15), а також отримане значення для n у рівняння (6.9). Після нескладних перетворень отримаємо для питомої водності співвідношення

$$\delta_w = \frac{S_1(T_2 - T) + S_2(T - T_1)}{T_2 - T_1} - S_m(T, P). \quad (6.17)$$

Але з формули (6.15) випливає

$$S_2 = S_1 + \frac{B}{P}(T_2 - T_1). \quad (6.18)$$

Підставивши її до рівняння (6.17), прийдемо після нескладних перетворень до формули, що визначає питому водність у виді:

$$\delta_w = S_1 + \frac{B}{P}(T - T_1) - S_m(T, P). \quad (6.19)$$

Очевидно,

$$S_1 = S_m(\tau_1, P) = 0,622 \frac{E(\tau_1)}{P}, \quad (6.20)$$

де τ_1 - точка роси холодного повітря. Ураховуючи це, будемо мати для питомої водності

$$\delta_w = \frac{1}{P} \{ B(T - T_1) + 0,622 [E(\tau_1) - E(T)] \}. \quad (6.21)$$

Нехай при температурі $T_1 = T_1^*$ холодного повітря при змішенні з теплим повітрям водяна пара, що знаходиться у суміші, тільки досягає стану насичення, але конденсація пари ще не відбувається, тобто $\delta_w = 0$. Тоді

$$B(T - T_1^*) + 0,622[E(\tau_1) - E(T)] = 0. \quad (6.22)$$

При $T_1 < T_1^*$ ліва частина рівняння (6.21) буде більше нуля, тобто будемо мати $\delta_w > 0$, що характеризує випадок утворення туману. При $T_1 \geq T_1^*$ туман утворюватись не буде.

Рівняння (6.22) є трансцендентним, тому що від T_1^* залежить параметр B , а також температура суміші T . Розрахунки за цим рівнянням при різних значеннях T_1^* , $B(T)$ й τ_1 (різна комбінація їх характеризує умови утворення або відсутності туману змішування) приводиться у вигляді номограми на рис. 6.5.

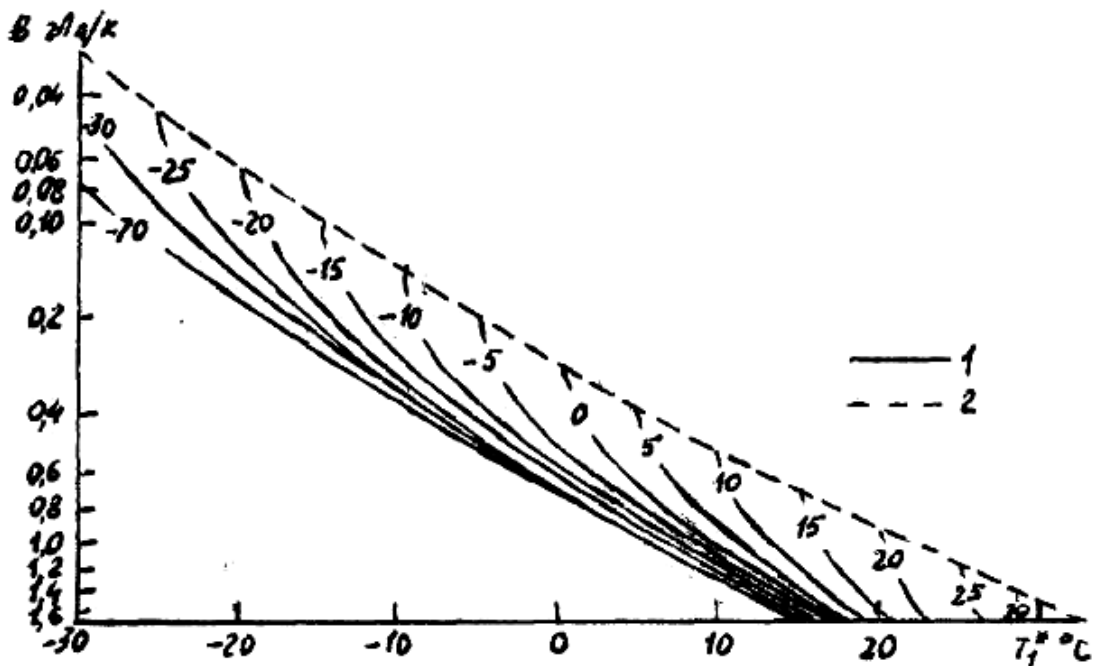


Рис. 6.5 – Номограма для визначення умов утворення хмар і туманів змішування при додатних та помірно від'ємних температурах

На ньому пунктирна крива відбиває залежність B від температури T суміші, яка визначається формулою (6.13). Суцільні криві є ізолініями точки роси ($\tau_1^{\circ}\text{C}$) холодного повітря за допомогою номограми при визначених B і τ_1 знаходимо температури T_1^* , як точку перетину ізоліній

$B = const$ і $\tau_1 = const$, що забезпечує досягнення стану насичення у зоні змішування (наприклад, при $B = 0,4 \text{ гПа} \cdot \text{к}^{-1}$ і $\tau_1 = -10^\circ \text{C}$ температура ($T_1^* = -4^\circ \text{C}$). Якщо $T_1 < T_1^*$, то відповідно до формул (6.20)-(6.21) $Q_w > 0$, тобто в зоні змішування виникне туман.

Аналіз отриманих результатів показує, що конденсації водяної пари й збільшенню водності туману змішування сприяють:

- 1) зростання точки роси τ_1 і τ_2 при фіксованих температурах T_1 і T_2 ;
- 2) зниження температури холодного повітря T_1 при фіксованих T_2 , τ_1 і τ_2 ;
- 3) пониження температури теплого повітря T_2 при фіксованих T_1 , τ_1 і τ_2 .

Розглянута вище теорія пояснює й виникнення в процесі змішування не тільки туманів, а й хмар. Але при розгляданні процесу змішування у вертикальному напрямку суттєву роль може відігравати змінювання атмосферного тиску. У цьому разі кінетичні температури потрібно змінити на потенціальні.

6.4 Тумани випаровування

Тумани випаровування виникають завдяки припливу водяної пари у повітря за рахунок випаровування води з теплої підстильної поверхні у відносно холодне повітря. Вони особливо часто утворюються над морями Арктики, де температура відкритої води значно вища, ніж температура льоду або снігу. Тому повітря, що переміщується над льодом або материком, при переході на водну поверхню є значно холоднішим від води. Під впливом інтенсивного випаровування з водної поверхні над ополонками виникає туман.

Необхідно мати на увазі, що холодне повітря знизу нагрівається від теплої підстильної поверхні й стає у нижній частині нестійким. Нестійкість сприяє розвитку інтенсивного турбулентного переміщування і, таким чином, тепло – і вологообміну. Вище тонкого шару нестійкості зберігається інверсія, яка утворилася при переміщенні повітря над льодом або снігом. Під її впливом водяна пара затримується у під інверсійному шарі атмосфери й туман захоплює весь цей шар.

Випаровування води грає помітну роль в утворенні туману над озерами й річками восени, а також вночі, коли повітря при переміщенні з суші виявляється холоднішим від води. У цих випадках основним фактором є радіаційне вихолодження повітря, а випаровування стає стимулюючим ефектом при туманоутворенні.

Процес утворення туману випаровування досліджувався й у лабораторних умовах. Було встановлено, що різниця температур ΔT між повітрям й випаровуючою поверхнею, яка необхідна для утворення туману, тим менша, чим більшою є відносна вологість повітря f . Ця залежність у кількісному виразі має такий вигляд:

$f\%$	90-85	85-80	80	80-75	75-70
$\Delta T^{\circ}C$	8,6	9,7	10,3	12,6	14,5

Різниця температур залежить і від швидкості руху повітря v над поверхнею води.

Про характер цієї залежності можна отримати уявлення з табл. 6.2

Таблиця 6.2 – Залежність різниці ΔT від швидкості руху повітря

$f\%$	v м/с	$\Delta T^{\circ}C$	$f\%$	v м/с	$\Delta T^{\circ}C$
85-80	0,22	8,5	80-75	0,00	10,1
	0,35	9,3		0,22	10,0
	0,45	9,8		0,53	12,2
	0,52	10,3		0,71	12,8
	0,66	10,8			

Як видно, ΔT зростає при зростанні швидкості руху повітря, що можна пояснити впливом переміщення, яке при більших значеннях v поширюється на шар більшої товщини.

ОПТИЧНІ ЯВИЩА В АТМОСФЕРІ

1 Оптичні явища, що спричиняються поглиненням та розсіюванням сонячної радіації

1.1 Блакитний колір неба й поляризація розсіяного світла

Як було показано, коефіцієнт розсіювання, а значить і потік розсіяної радіації, залежить від довжини хвилі випромінювання, що розсіюється молекулами повітря. Вони, як видно із відповідних формул, обернено пропорційні четвертому степеню довжини хвилі. Якщо прийняти коефіцієнт розсіювання для червоного кольору ($\lambda = 0,70$ мкм) за одиницю, то для більш коротких хвиль видимої частини сонячного спектра він має такі значення:

λ мкм	0,62	0,57	0,52	0,47	0,44
$k''_{\lambda}/k''_{0,7}$	1,6	2,2	3,3	4,9	6,4

Випромінювання в сонячному спектрі розподіляється так, що велика частина його енергії приходить на короткі хвилі. Як вже підкреслювалось, максимум випромінювання Сонця спостерігається на довжині хвилі, що відповідає зеленому кольору ($\lambda = 0,4738$ мкм). Блакитний колір має ще меншу довжину хвилі ($\lambda = 0,425$ мкм). Отже, як видно з приведених значень коефіцієнта розсіювання, блакитне світло розсіюється ефективніше, ніж червоне. Залежність інтенсивності розсіяного випромінювання від довжини хвилі обумовлює той факт, що у розсіяній радіації на більш короткі хвилі (фіолетовий, синій, блакитний кольори) приходить більше енергії ніж на більш довгі хвилі (оранжевий, червоний кольори). Це означає, що світло, що розсіюється на молекулярних комплексах, вже не може бути білим, як видима частина сонячного спектра, а в напрямках, інших від напрямку на Сонце, небо має блакитний колір. Інтенсивність розсіяного світла, як було показано, пропорційна концентрації молекул. Оскільки остання різко зменшується з висотою, небо поступово стає темнішим, а в космічному просторі виявляється зовсім чорним. Сонце ж зі зростанням висоти стає все більше яскравим.

Коли Сонце наближається до горизонту, або коли воно сходить, сонячне світло проходить крізь все більшу товщу атмосфери. Завдяки цьому, все більша частина голубого світла й світла більш коротких довжин

хвиль розсіюється. Пучок сонячного світла, який при таких обставинах надходить до спостерігача, все більш збагачується червоним й близьким до нього кольорами видимого спектра. Тому Сонце при наближенні до горизонту стає все в більшій і в більшій мірі червоним.

Якщо звернути увагу на розташовані вище дані стосовно залежності коефіцієнта розсіювання від довжини хвилі у видимій частині сонячного спектра, то можна побачити, що фіолетове світло ($\lambda = 0,405$ мкм) розсіюється в більшій мірі, ніж блакитне, але колір неба не фіолетовий. Пояснюється це тим, що по-перше, енергія фіолетової частини спектра значно менша, ніж енергія його блакитної частини і, по-друге, око людини має більш низьку чутливість до фіолетового кольору.

Ще одне важливе явище відбувається при розсіянні сонячного світла в атмосфері, яке пояснює теорія Релея. Це поляризація розсіяного випромінювання. У багатьох задачах, що пов'язані з зондуванням атмосфери, методи, які використовують це явище, застосовують параметр, який має назву міри лінійної поляризації $L_p(\theta)$. Він залежить від поляризованих складових інтенсивності i_r і i_e

$$L_p(\theta) = -\frac{i_e - i_r}{i_e + i_r}. \quad (1.1)$$

Якщо підставити у формулу (1.1) значення цих складових з відповідних формул, то прийдемо до такого рівняння

$$L_p(\theta) = -\frac{\cos^2 \theta - 1}{\cos^2 \theta + 1} = \frac{\sin^2 \theta}{\cos^2 \theta + 1}. \quad (1.2)$$

Ця залежність зображена графічно на рис. 1.1. Цей графік показує, що в напрямках вперед і назад розсіяне світло залишається зовсім неполяризованим. При кутах розсіювання 90° розсіяне світло поляризується повністю. У других напрямках розсіяне світло поляризується частково.

Одним з основних припущень, на яких будується теорія молекулярного (релеївського) розсіювання, є припущення, що молекули – це однорідні ізотропні сфери. Але молекули, загально кажучи, не ізотропні й поляризованість змінюється по всіх трьох осях, тобто виявляється не скаляром, а тензором. Проте ефект анізотропії молекул лише незначно зменшує міру лінійної поляризації. При куті розсіювання 90° міра лінійної поляризації сухого повітря дорівнює 0,94.

Теорія релеївського розсіювання розглядає тільки первинне (однократне) розсіювання. Проте в атмосфері, яка утримує велику кількість молекул та аерозольних часток, квант світла може приймати участь в нескінченній кількості однократних розсіювань. До того ж, земна

поверхня відбиває деяку частину світла, яке її досягає. Відбите світло також приймає участь у процесі розсіювання. Отже, в атмосфері відбуваються дуже складні процеси багатократного розсіювання.

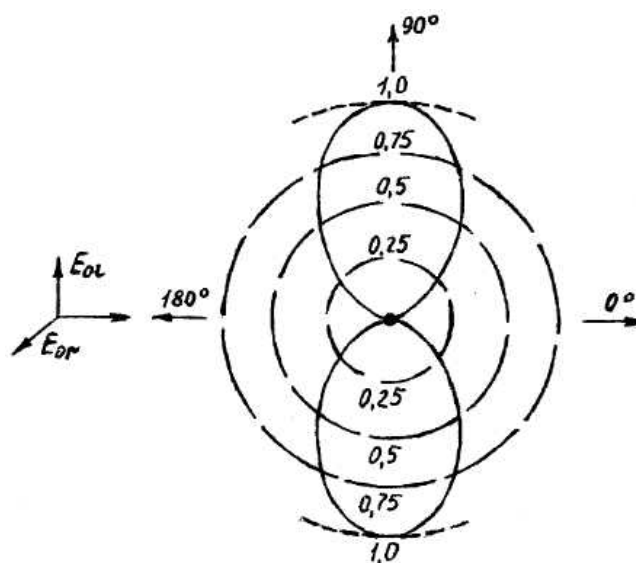


Рис. 1.1 – Залежність міри лінійної поляризації від кута θ у випадку неполяризованого падаючого світла



Рис. 1.2 – Положення нейтральних точок на небі

Розглянута теорія молекулярного розсіювання показує наявність тільки двох нейтральних точок, тобто точок з нульовою поляризацією. Але завдяки багатократному розсіюванню молекулами й атмосферними частками та відбиттю сонячної радіації від земної поверхні спостерігається на безхмарному небі декілька нейтральних точок. Це, по-перше, антисолярна точка, по-друге, точка Араго, яка розташовується на 25° вище антисолярної точки. Ще дві точки – точка Бабіне й точка Брюстера – розташовані на 25° вище і на 20° нижче Сонця відповідно. Відносно положення цих точок на небі показано на рис. 1.2. Підкреслимо, що точки

Араго і Брюстера як правило одночасно над горизонтом не спостерігаються. Положення нейтральних точок може змінюватись на $\pm 5^\circ$ в залежності від мутності атмосфери, висоти Сонця й альbedo поверхні, з якої відбувається спостереження. Оскільки обидва останні параметри вимірюються, по варіаціях положення нейтральних точок можна встановити міру мутності атмосфери.

1.2 Яскравість небесного склепіння

У результаті розсіювання сонячної радіації в атмосфері джерелом розсіяного світла стає кожен елементарний об'єм повітря. Тому небесне склепіння у будь-якому напрямку має певну яскравість. Під яскравістю у певному напрямку розуміють світловий потік, який емітується одиничною поверхнею, розташованою перпендикулярно до цього напрямку, в одиничний тілесний кут. Одиниця яскравості $\text{лм}/(\text{м}^2\text{ср})$.

Яскравість B має зв'язок з енергетичною яскравістю I_λ , який визначається формулою:

$$B = K_m \int_0^\infty I_\lambda V(\lambda) d\lambda, \quad (1.3)$$

де $V(\lambda)$ - відносна спектральна світлова ефективність випромінювання, $K_m \approx 683 \text{ лм}/\text{Вт}$ - максимальне значення $V(\lambda)$, яке приходиться на довжину хвилі $\lambda = 0,555 \text{ мкм}$.

Світловий потік Φ_c - визначається тією частиною потоку радіації, який чинить дію на приймач світла з визначеною відносною спектральною світловою ефективністю $V(\lambda)$. Він характеризується одиницею люмен (лм) і має зв'язок з спектральною щільністю потоку радіації F_λ , що визначається співвідношенням:

$$\Phi_c = K_m \int_0^\infty F_\lambda V(\lambda) d\lambda. \quad (1.4)$$

Яскравість небесного склепіння залежить від умов розсіювання сонячного світла в атмосфері, тобто від прозорості атмосфери, від індикатриси розсіювання (вона в свою чергу залежить від того, чим визначається мутність атмосфери – молекулярним розсіюванням чи наявністю аерозольних часток), від положення Сонця на небесному склепінні.

Залежність від зазначених факторів стає зрозумілою, якщо врахувати, що для яскравості небесного склепіння в формулі (1.3) замість I_λ треба

застосувати інтенсивність розсіяної радіації i_λ . Для теоретичного розглядання яскравості небесного склепіння при відсутності хмар у першому наближенні можна для i_λ використати формулу Релея.

Аналіз експериментальних вимірювань яскравості небесного склепіння, які якісно узгоджуються з результатами теорії, дає можливість сформулювати основні закономірності його розподілу. По-перше, та половина небесного склепіння, де знаходиться Сонце, яскравіша за протилежну частину. По друге, основний максимум яскравості, який обумовлюється сильною витягнутістю індикатриси аерозольного розсіювання, спостерігається біля Сонця, утворюючи навколо сонячний ореол. Ореолом називають яскраве кільце навколо Сонця з кутовим радіусом $10-12^\circ$, що спостерігається на безхмарному небі. Ореол має тим більшу яскравість, чим більше є частки аерозолу й чим більша їх концентрація в атмосфері. По-третє, існує другий максимум яскравості, який розташовується біля горизонту. Він обумовлюється збільшенням маси атмосфери, що приймає участь у розсіюванні сонячної енергії при наближенні променя зору до горизонту. Мінімум яскравості небесного склепіння, по-четверте, розташовується у сонячному вертикалі в точці зеніту при положенні Сонця біля горизонту (сонячний вертикал – це круг на небі, який проходить через Сонце й зеніт). При збільшенні кутової висоти Сонця кутова відстань точки мінімуму яскравості відносно Сонця трохи зменшується. На рис 1.3 показується розподіл яскравості небесного склепіння у сонячному вертикалі при $h_\odot = 40^\circ$.

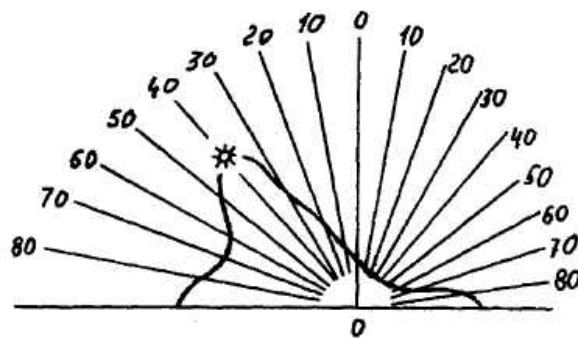


Рис. 1.3 – Розподіл яскравості на небесному склепінні у вертикалі Сонця

Визначену роль в утворенні яскравості неба відіграють відбивальні властивості земної поверхні. При малому альбедо підстильної поверхні й високій прозорості атмосфери основний внесок дає розсіювання першого порядку. При збільшенні мутності атмосфери суттєво збільшується вплив многократного розсіювання світла. Особливо значним воно стає при великому альбедо земної поверхні.

1.3 Освітленість земної поверхні й присмерки

Пряма й розсіяна сонячна радіація утворюють освітленість земної поверхні, тобто те природне світло, яке має виключно велике значення для всього живого на Землі. Освітленістю земної поверхні називають світловий потік, який утворюється прямою та розсіяною сонячною радіацією вдень або іншими джерелами світла вночі й падає на одиницю цієї поверхні. Одиниця освітленості – люкс (лк). (Один люкс дорівнює освітленості 1 м^2 поверхні при падаючому на неї світловому потоку 1 люмен).

Освітленість земної поверхні залежить від інтенсивності прямої й розсіяної сонячної радіації (саме вона визначає світловий потік, як впливає з формули (1.4). Тому освітленість є функцією розглянутих вище факторів, що визначають стан атмосфери. Освітленість прямою сонячною радіацією змінюється у широких границях: від 0, коли Сонце знаходиться за горизонтом, до декількох кілолюксів у час, близький до місцевого полудня влітку. Діапазон змінення освітленості розсіяним світлом є значно меншим. Вона дорівнює десятим часткам люксу при сході та заході Сонця і може досягати 13-15 лк у полудневі часи. У табл. 1.1 приводяться дані про залежність освітленості як прямою, так й розсіяною сонячною радіацією від висоти Сонця у Павловські (під Санкт-Петербургом) за багаторічними спостереженнями. Як видно, залежність від висоти Сонця проявляється значно сильніше для освітленості прямими променями.

Таблиця 1.1 – Освітленість земної поверхні (у 10^3 лк) за спостереженнями у Павловські

Освітленість	h_{\odot}^0					
	0	10	20	30	40	50
Пряма	0,0	5,8	17,7	32,3	46,2	63,4
Розсіяна	0,5	4,6	7,3	9,5	11,6	13,6
Сумарна	0,5	10,4	25,0	41,8	57,8	77,0
Відношення прямої до розсіяної	0,0	1,26	2,43	3,40	4,00	4,66

Вона збільшується майже у 11 разів при зростанні кутової висоти Сонця від 10^0 до 50^0 , тоді як за цих умов освітленість розсіяною сонячною радіацією збільшується лише у 3 рази. При малих кутових висотах Сонця ($h_{\odot} < 10^0$) освітленість розсіяною радіацією має більше значення ніж

прямою. Вона не зникає й при опусканні Сонця за горизонт на визначену глибину.

Після заходу Сонця, а також перед його сходом, земна поверхня протягом деякого часу отримує світло, що розсіюється шарами атмосфери, розташованими над спостерігачем, які освітлюються прямими сонячними променями. Це явище називають присмерками. Геометричні міркування, що пояснюють його, зображені на рис. 1.4. Потік сонячних променів S , котрі дотикаються до земної поверхні у точці K , утворюють лінію SKB , яка є границею між світлом і тінню, тобто термінатор. Частина атмосфери вище термінатора освітлюється прямими сонячними променями й посилає розсіяне світло на всі сторони, в тому числі й у точку A , де розташовується спостерігач. Частина атмосфери, що знаходиться нижче термінатора, у розсіюванні світла участі не приймає. Кут між термінатором і горизонтом спостерігача дорівнює куту занурення Сонця під горизонт. Чим більше цей кут, тим вище розташовується термінатор над точкою A і тим менша частина атмосфери приймає участь в освітленні земної поверхні.

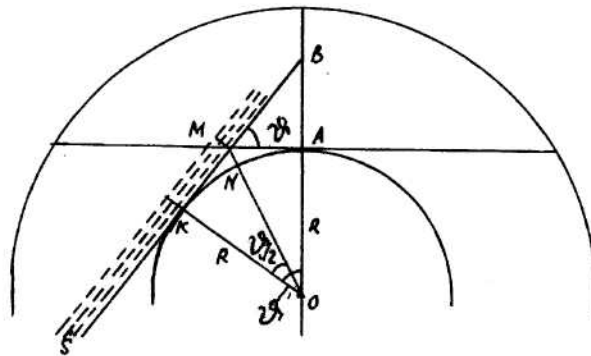


Рис. 1.4 – До пояснення присмерків

Глибиною занурення Сонця під горизонт ν , або висотами $H = AB$ і $h = MN$ можна характеризувати фази присмерків. Очевидно,

$$H = R(\sec \nu - 1) \quad (1.5)$$

$$h = R\left(\sec \frac{\nu}{2} - 1\right), \quad (1.6)$$

де R - радіус Землі

Існує декілька фаз присмерків. Першу з них називають цивільним присмерком. Він починається з моменту заходу й закінчується, коли глибина занурення Сонця дорівнює 6° . Другу фазу називають морським або навігаційним присмерком. Він триває при $6^{\circ} < \nu < 12^{\circ}$. При $12^{\circ} < \nu < 18^{\circ}$ присмерк називається астрономічним. У табл. 1.2 приводяться значення H і h , а також середні значення

освітленості земної поверхні за різними фазами прісмерків. При значній мутності атмосфери астрономічний прісмерк може тривати аж до $\nu = 22 - 23^0$.

Таблиця 1.2 – Характеристика різних фаз прісмерків

Час доби	ν	Освітленість за ясним небом, лк	H км	h км
День	-	> 100	-	-
Прісмерки:				
цивільні	$0-6^0$	1000-2,5	56	12,7
навігаційні	$6-12^0$	2,5-0,006	140	38
астрономічні	$12-18^0$	0,006-0,0006	325	76
Ніч	$> 18^0$	$< 0,0006$	-	-

Тривалість прісмерків залежністю від широти й схилення Сонця δ . Ця залежність визначається, у свою чергу, залежність між кутовою висотою h_{\odot} , або зенітною відстанню z_{\odot} Сонця, й кутом ν .

$$\nu = z_{\odot} - \frac{\pi}{2}, \quad (1.7)$$

А, як вже відомо,

$$\sin h_{\odot} = \cos z_{\odot} = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \psi.$$

Зі зростанням широти тривалість прісмерків збільшується, й на деякій широті вечірні та ранкові прісмерки зливаються. Наступають білі ночі. Найбільш тривалі прісмерки спостерігаються у дні літнього та зимового сонцестояння, а найбільш короткі – у дні рівнодення.

Великий вплив на тривалість прісмерків чинить хмарність. Хмари зменшують освітленість земної поверхні у тим більшій мірі, чим більша їх кількість і товщина. Навпаки, освітленість збільшується сніжним покривом, але тільки у фазі цивільного прісмерку.

У час прісмерків поряд з швидким змінюванням яскравості небесного склепіння на значній його частині, переважно там, де під горизонтом знаходиться Сонце, спостерігається особливе забарвлення неба, а також ряд інших за формою та інтенсивністю явищ. Ці оптичні явища носять назву зорі.

Коли Сонце наближається до горизонту, то його колір змінюється від золотистого, жовтого, оранжевого до темно-червоного. Уже у цей час небесне склепіння біля Сонця, а також у протилежній від нього стороні, починає забарвлюватися, причому з тим більшою інтенсивністю, чим

ближче Сонце до горизонту. Коли воно заходить за горизонт над місцем заходу залишається яскрава пляма, забарвлена чи в оранжевий, чи у червоний колір. У обидві сторони від неї на небі поширюються кольорові смуги. Сукупність цих смуг, які розташовуються одна за одною в порядку кольорів спектру, утворює зоревий сегмент або власне зорю. У протилежній частині небесного склепіння після заходу Сонця з'являється темний сегмент попелястого кольору, який являє собою тінь Землі. При опусканні Сонця забарвлення його робиться більш насиченим і над зорею на висоті 20-25⁰ виникає рожева пляма. Вона носить назву „пурпурний колір”. Найбільша його яскравість спостерігається тоді, коли Сонце занурюється під горизонт на глибину 4-5⁰. Вершини снігових гір та хмари офарблюються у пурпурний або яскраво-червоний колір, а коли за горизонтом є високі гори або могутні хмари, то тіні від них проходять по небу у виді радіальних темних смуг. Це промені Будди. Наприкінці цивільного присмерку тінь Землі покриває значну частину неба, зоревий сегмент і хмари втрачають свою яскравість, останній згасає при наближенні кінця астрономічного присмерку.

1.4 Дальність видимості

Тривалий час спостерігаючи за яким-небудь об'єктом, можна звернути увагу на те, що у деякі моменти він проявляється дуже виразно, в інші моменти його контури ледве можна побачити, а інколи його зовсім не видно. У таких випадках говорять про добру або погану видимість об'єкта. Для фізики атмосфери питання про видимість має особливе значення, оскільки прозорість атмосфери, яка обумовлює видимість, є однією з характеристик фізичного стану атмосфери. Дальність видимості має й прикладне значення, зокрема для всіх видів транспорту. Від видимості у приземному шарі атмосфери особливо залежить авіація. Існують деякі мінімальні границі дальності видимості, при яких неможливим є зліт чи посадка літаків.

Дальність видимості об'єктів залежить від багатьох факторів. Перелічимо їх.

1. Властивості об'єктів: їх розміри, форма, яскравість, колір, стан поверхні.
2. Властивості фону, на який проектується об'єкт: яскравість, колір.
3. Прозорість повітря: вона може зменшуватись завдяки наявності метеорологічних явищ (імлі, туману, опадів тощо).
4. Умови спостереження об'єкта: час доби, наявність чи відсутність хмар.
5. Властивості приймача, за допомогою якого спостерігається об'єкта: око людини, фотоелемент тощо. При візуальному спостереженні вони

характеризуються порогом чутливості ока до яскравісного й колірною контрасту, гостротою зору.

Звичайно, серед всіх перелічених факторів фізичний стан атмосфери характеризує її прозорість. Тому перш за все розглянемо вплив на дальність видимості цього фактора.

Розглянемо деякий екран P , видимий з точки O на відстані l у середині тілесного кута $d\omega$ (рис. 1.5). Якщо особиста яскравість екрану дорівнює B_0 , то світловий потік, що поширюється від нього, дійде до спостерігача ослабленим. Міра ослаблення залежить від значення лінійного (об'ємного) показника ослаблення k . Отже, яскравість екрану у точці O буде дорівнювати

$$B = B_0 e^{-kl}. \quad (1.8)$$

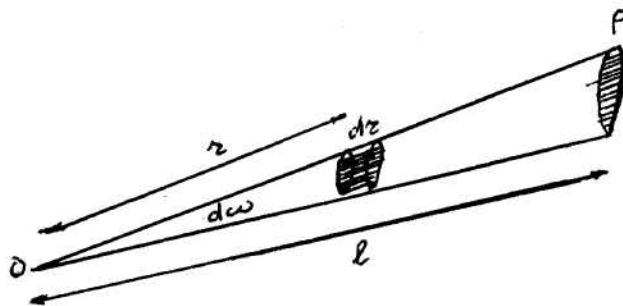


Рис. 1.5 – Елементарний тілесний кут

Крім того, шар повітря, розташований між оком та екраном, у середині кута освітлюється як прямими сонячними променями, так і розсіяним світлом небесного склепіння й світлом, відбитим земною поверхнею. У результаті цей шар повітря має деяку яскравість. Будемо вважати, що у всіх точках шару його оптичні властивості й умови освітлення однакові. На відстані r від ока у тілесному куті $d\omega$ елемент об'єму дорівнює

$$dv = r^2 d\omega dr \quad (1.9)$$

Він буде посилати у напрямку спостерігача розсіяне світло. Його яскравість dB пропорційна відношенню освітленості, що утворюється світлом, розсіяним об'ємом dv до тілесного кута $r^2 d\omega$ тобто

$$dB = c \frac{Edv}{r^2 d\omega} = cE dr, \quad (1.10)$$

де c - коефіцієнт пропорційності, E - освітленість одиниці об'єму.

Але ця яскравість буде, як зазначалося вище, у точці O зменшеною у залежності від значення об'ємного коефіцієнта розсіяння, тобто око спостерігача буде сприймати яскравість

$$dB(r) = cEe^{-kr} dr. \quad (1.11)$$

Знайдемо яскравість B_g усього шару повітря у середині конусу тілесного кута між оком і екраном P , який розташовується на відстані l від точки O . Очевидно

$$B_g = \int_0^l dB(r) = \int_0^l cEe^{-kr} dr = \frac{cE}{k} [1 - e^{-kl}]. \quad (1.12)$$

Величина $\frac{cE}{k} = B_{\max}$ - це максимальна яскравість, яку створює повітря в достатньо великому за горизонтальною протяжністю шарі атмосфери. Її називають максимальною яскравістю повітряного серпанку. Величина B_g є, очевидно, яскравістю повітряного серпанку на відстані l . З урахуванням цього, рівняння (1.12) перепишемо у виді:

$$B_g = B_{\max} [1 - e^{-kl}]. \quad (1.13)$$

З рівняння (1.13) видно, що яскравість повітряного серпанку тим більша, чим більша мутність атмосфери (чим більший k). Яскравість повітряного серпанку накладається на яскравість об'єкта. Отже, яскравість об'єкта в атмосфері дорівнює

$$B^* = B + B_g, \quad (1.14)$$

або, маючи на увазі рівняння (1.8) і (1.13)

$$B_0^* = B_0 e^{-kl} + B_{\max} [1 - e^{-kl}]. \quad (1.15)$$

Як правило, об'єкт проектується на якому не будь фоні, яскравість якого визначається таким же чином

$$B_{\phi}^* = B_{\phi} e^{-kl} + B_{\max} [1 - e^{-kl}]. \quad (1.16)$$

З формул (1.15) і (1.16) впливає, що при збільшенні відстані між спостерігачем й об'єктом (фоном) яскравість об'єкта (фона) прямує до границі, якою є максимальна яскравість повітряного серпанку ($B_0^* \rightarrow B_{\max}$, $B_{\phi}^* \rightarrow B_{\max}$, коли $l \rightarrow \infty$).

Деякий об'єкт достатніх розмірів можна виявити тільки у тому випадку, коли він відрізняється за яскравістю або кольором від того фону,

на якому він проектується. Це явище характеризується величиною, що називається контрастом K . Треба ураховувати, що взагалі кажучи, ми маємо діло з контрастом, який визначається різницею між об'єктом і фоном як за яскравістю, так і за кольором. Але у більшості випадків найбільш важливу роль відіграє саме контраст між яскравостями, тобто яскравісний контраст. Тому надалі будемо розглядати тільки контраст між яскравостями. Він визначається як відношення різниці між яскравостями об'єкта B_0^* і фону B_ϕ^* до більшої з них, тобто

$$K = \frac{B_0^* - B_\phi^*}{B_0^*} \quad (1.17)$$

при $B_0^* > B_\phi^*$,

$$K = \frac{B_\phi^* - B_0^*}{B_\phi^*}, \quad (1.18)$$

коли $B_\phi^* > B_0^*$.

З формул (1.17), (1.18) випливає, що $0 \leq K \leq 1$. Очевидно, $K = 0$, коли $B_0^* = B_\phi^*$, а $K = 1$, якщо об'єкт або фон можна розглядати як абсолютно чорне тіло (яскравість такого тіла дорівнює нулю).

При зменшенні яскравісного контрасту об'єкт стає видимим все гірше й гірше. При деякому значенні контрасту $K = \varepsilon > 0$ об'єкт перестає бути видимим на фоні. Найменший яскравісний контраст ε , при якому об'єкт ще відрізняється від фону, називається порогом контрастної чутливості ока. Отже, об'єкт можна бачити, коли $K > \varepsilon$, він є не видимим, коли $K < \varepsilon$.

Поріг ε - величина змінна. Він залежить від характеру зорової задачі, яка поставлена перед оком, від кутових розмірів об'єкту, від умов, у яких проводиться спостереження об'єкту. Як правило, може йти мова про три зорові задачі:

1. Проводиться спостереження за об'єктом, що безперервно знаходиться у полі зору при умові зменшення K . Контраст може зменшуватись при збільшенні l ($l \rightarrow \infty$), або при зростанні мутності атмосфери ($k \rightarrow \infty$). При цьому об'єкт видно все менш чітко, а на деякій відстані він зливається з фоном. Відстань, на якій спостерігач перестає бачити об'єкт на фоні, називається дальністю зникнення об'єкту S_{3H} .

2. Проводиться спостереження за об'єктом при умові поступового збільшення контрасту. Спочатку об'єкт не видно. Потім при збільшенні контрасту ми виявляємо об'єкт хоча б у виді ледве помітної плями.

Відстань до об'єкта у цей момент називається відстанню виявлення об'єкту $S_{вияв}$.

3. Об'єкт наближається до спостерігача (або поступово зменшується каламутність атмосфери). Спочатку він бачить його як розмиту пляму на деякому фоні, потім більш виразно і на деякій відстані можна вже впізнати, що це таке. Відстань до об'єкта в момент його пізнання називається дальністю пізнання об'єкта $S_{низ}$.

Зазначені відстані характеризуються таким співвідношенням: $S_{3H} > S_{вияв} > S_{низ}$. Причини різниці між цими дальностями полягають у тому, що кожна зорова задача має свій поріг контрастної чутливості. Вони характеризуються нерівностями $S_{3H} < S_{вияв} < S_{низ}$. При кутових розмірах об'єкту не менше $20'$ і при достатньо добрій освітленості (вдень) приймаються такі значення порогів: $\varepsilon_{3H} = 0,02$; $\varepsilon_{вияв} = 0,05$; $\varepsilon_{низ} = 0,07$. При зменшенні кутових розмірів об'єктів або при зменшенні освітленості (наприклад, у термін присмерк) всі пороги зростають, а значення дальностей S_{3H} , $S_{вияв}$, $S_{низ}$ зменшуються.

Підставимо яскравості B_0^* і B_ϕ^* з формул (1.15), (1.16) до формули (1.18) (будемо вважати, що $B_\phi^* > B_0^*$). Отримаємо

$$K = \frac{(B_\phi - B_0)e^{-kl}}{B_\phi e^{-kl} + B_{\max} [1 - e^{-kl}]}, \quad (1.19)$$

або після ділення чисельника й знаменника на $B_\phi e^{-kl}$,

$$K = \frac{K_0}{1 + \frac{B_{\max}}{B_\phi} [e^{kl} - 1]}, \quad (1.20)$$

де $K_0 = \frac{B_\phi - B_0}{B_\phi}$ - контраст при відсутності атмосфери.

Будемо вважати, що відстань між об'єктом і спостерігачем поступово зростає, або збільшується каламутність повітря. Тоді поступово зменшується контраст K . У той час, коли він досягне порога контрастної чутливості ($K = \varepsilon$), відстань між об'єктом і спостерігачем дорівнює величині, яка називається реальною дальністю видимості S_p . Тоді маємо

$$\varepsilon = \frac{K_0}{1 + \frac{B_{\max}}{B_{\phi}} \left[e^{kS_p} - 1 \right]}. \quad (1.21)$$

У практиці метеорологічних спостережень використовують так звану метеорологічну дальність видимості S_M . Метеорологічною дальністю видимості (МДВ) називається така найбільша відстань, з якої у світлий час доби перестає бути видимим, абсолютно чорний об'єкт з кутовим розміром біля $20'$, що проектується на фоні неба біля горизонту. З приведенного визначення випливає, що $S_p = S_M$, $K = 1$ ($B_0 = 0$), $B_{\phi} = B_{\max}$. Підставляючи ці значення у формулу (1.21), отримуємо, що МДВ дорівнює

$$S_M = \frac{1}{k} \ln\left(\frac{1}{\varepsilon}\right). \quad (1.22)$$

Метеорологічна дальність видимості, як випливає з визначення, відноситься до першої зорової задачі. Тому $\varepsilon = \varepsilon_{3H} = 0,02$. Якщо запровадити це значення порога у формулі (1.22), то будемо мати

$$S_M = \frac{3,9}{k}, \quad (1.23)$$

тобто МДВ повністю визначається значенням об'ємного коефіцієнта ослаблення, тобто прозорістю атмосфери у горизонтальному напрямку.

При формулюванні положень теорії видимості в атмосфері вважалося, що каламутність атмосфери однорідна у будь-якому горизонтальному напрямку. Реальна атмосфера часто не має таких властивостей. Навпаки, при наявності серпанку, туману, імлі, опадів прозорість повітря може значно змінюватись у просторі та за часом. При значній каламутності атмосфери, обумовленій зазначеними атмосферними явищами, збільшується роль поглинення й багатократного розсіювання світла, що не враховується викладеною вище теорією.

В атмосфері МДВ має дуже широкий діапазон значень. У достатньо чистому та сухому повітрі, де ослаблення світла обумовлюється головним чином молекулярним розсіюванням, вона може досягати навіть декількох сотень кілометрів. У густих туманах МДВ досягає декількох десятків метрів.

Визначення дальності видимості об'єктів у нічні часи та у часи присмерк є дуже складною задачею, яка залежить головним чином від стану зорових функцій ока. Але визначення МДВ у нічні часи можливе за допомогою спостереження штучних джерел світла.

Освітленість E , яка створюється вогнем силою світла I , розташованого на відстані l , з урахуванням ослаблення його в атмосфері, дорівнює

$$E = \frac{I}{l^2} \exp(-kl) \quad (1.24)$$

Якщо спостереження за вогнем проводиться візуально, то E_{cv} - освітленість на зіниці ока спостерігача. На деякій відстані l освітленість на зіниці досягає такого мінімального значення, що око перестає бачити вогонь. Ця мінімальна освітленість називається порогом світлової чутливості ока E_{cv} до точечного джерела світла, або коротше, пороговою освітленістю на зіниці. Відстань до вогню у момент зникнення видимості його й є дальність видимості вогню $S_{вог}$. Отже,

$$E_{cv} = \frac{I}{S_{вог}^2} \exp(-kS_{вог}), \quad (1.25)$$

або, якщо провести логарифмування,

$$2 \ln S_{вог} + k S_{вог} = \ln I - \ln E_{cv}. \quad (1.26)$$

Рівняння (1.26) є трансцендентним. Воно може бути розв'язане за допомогою відомих чисельних методів (наприклад, метод хорд, метод дотичних, метод ітерацій) для різних значень I , E_{cv} і k (тобто для різних S_M). Для практичного використання цієї формули побудовані відповідні номограми.

Треба мати на увазі, що E_{oc} залежить від кольору вогнів. При рівні освітленості, що наближається до E_{cv} , всі кольорові вогні, окрім червоних, сприймаються як білі. Тому вважається, що E_{cv} - поріг виявлення білого вогню. У природних умовах мінімальне значення E_{cv} у темну ніч має порядок 10^{-8} лк. При збільшенні освітленості від нічної до денної E_{cv} зростає до 10^{-3} лк, тобто збільшується у п'ять порядків. При визначенні у польових умовах дальності видимості приймається для одиничного вогню $E_{cv} = 2,7 \cdot 10^{-7}$ лк. Якщо спостерігається група вогнів, то $E_{cv} = 10^{-6}$ лк вночі і $E_{cv} = 10^{-3}$ лк вдень.

Для об'єктів, які освітлюються штучно (наприклад, місячним сяйвом або прожектором), дальність видимості у час присмерк або вночі, таким же чином як і вдень, визначається їх контрастом з фоном. Але якщо для денних умов можна позначити значення ε , то для присмерк і нічних умов цього зробити не можливо, тому що поріг контрастної чутливості дуже залежить від освітленості. Наприклад, у місячну ніч він збільшується до 0,20-0,50 у залежності від фази місяця. У темну ніч поріг ε може приймати значення, перевищує 0,60.

2 Рефракція світла в атмосфері

2.1 Рівняння траєкторії променя

Електромагнітні хвилі при поширюванні в будь-якому середовищі, у тому числі і в атмосфері, зазнають заломлювання. Від атмосферного показника заломлювання n залежить швидкість їх поширювання c

$$c = \frac{c_0}{n}, \quad (2.1)$$

де $c_0 = 3 \cdot 10^8 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ - швидкість електромагнітних хвиль у пустоті. Показник заломлювання має значення близьке до одиниці. Тому замість показника заломлення використовують величину, що називається індексом рефракції $N = n - 1$.

Індекс рефракції залежить від густини атмосфери. Ця залежність має вид:

$$\frac{N}{N_0} = \frac{\rho_0}{\rho}, \quad (2.2)$$

або, якщо застосувати рівняння стану вологого повітря,

$$\frac{N}{N_0} = \frac{PT_{v0}}{P_0T_v}, \quad (2.3)$$

де P_0, ρ_0, T_{v0}, N_0 - густина, тиск, віртуальна температура та індекс рефракції атмосфери на вихідному рівні.

Рефракцією світла в атмосфері називається заломлювання електромагнітних хвиль видимого діапазону під впливом змінювання густини повітря. Оскільки густина повітря найбільш значно змінюється у вертикальному напрямку, саме у цьому напрямку найбільш суттєвою є рефракція електромагнітних хвиль.

Рефракція світла залежить не тільки від густини атмосфери, але і від довжини хвилі. Наприклад, для фіолетової хвилі показник заломлювання $n = 1,000283$, для червоної - $n = 1,000275$. Залежність індексу рефракції від зазначених величин для електромагнітних хвиль з оптичного діапазону ($0,20 < \lambda < 20 \text{ мкм}$) характеризується емпіричною формулою

$$N = 10^{-6} \left(\frac{77,6P}{T} + \frac{0,5\delta P}{T\lambda^2} \right), \quad (2.4)$$

де P - тиск повітря в гектапаскалях, T - температура його в абсолютній шкалі, λ - у мікрометрах.

Отже, якщо електромагнітна хвиля поширюється у середовищі зі змінною густиною, напрямком її поширювання безперервно змінюється.

Нехай від джерела, яке знаходиться за границею атмосфери, поступає на верхню її границю світловий промінь (рис. 2.1). Розіб'ємо атмосферу на ряд концентричних шарів, досить тонких, щоб у них можна було вважати показник заломлювання незмінним. Відповідні цим шарам показники заломлювання позначимо n_1, n_2, n_3 й т.д. Оскільки густина атмосфери з висотою зменшується, $n_1 < n_2 < n_3 < \dots$

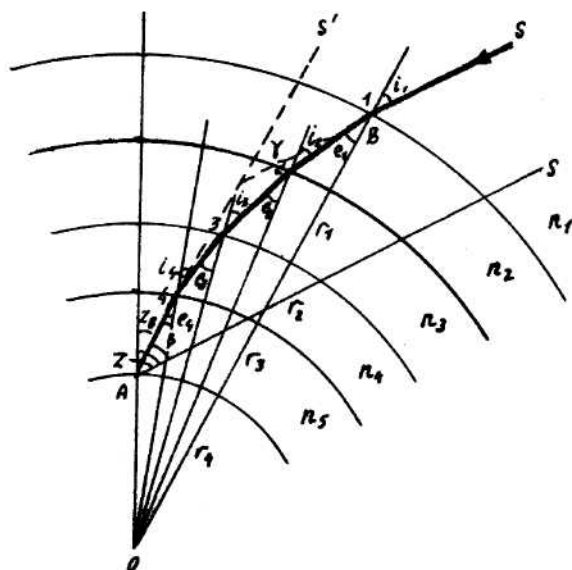


Рис. 2.1 – До пояснення рефракції світла в атмосфері

Відповідно закону Снелла, кути падіння (i) та заломлювання (e) на границі двох сусідніх шарів залежать від співвідношення між показниками заломлювання

$$\frac{\sin i_k}{\sin e_k} = \frac{n_{k+1}}{n_k} \quad (k = 1, 2, \dots) \quad (2.5)$$

З трикутників, зазначених на рис. 2.1, випливає за теоремою синусів

$$\frac{\sin e_k}{\sin i_{k+1}} = \frac{r_{k+1}}{r_k} \quad (k = 1, 2, \dots), \quad (2.6)$$

де r_k - відстань точок 1, 2, 3... від центру Землі (точки 0). Перемножуючи ліві та праві частини співвідношень (2.5) і (2.6) маємо:

$$\frac{\sin i_k}{\sin i_{k+1}} = \frac{n_{k+1} r_{k+1}}{n_k r_k} \quad (k = 1, 2, \dots), \quad (2.7)$$

звідки

$$n_k r_k \sin i_k = n_{k+1} r_{k+1} \sin i_{k+1} \quad (k = 1, 2, \dots). \quad (2.8)$$

Це означає, що у будь-якій точці траєкторії світлового променя виконується умова

$$nr \sin i = \text{const} . \quad (2.9)$$

Рівняння (2.9) називається рівнянням траєкторії світлового променя в атмосфері. При нормальному розподілі густини атмосфери з висотою траєкторія світлового променя повертається до поверхні Землі випуклістю уверх.

2.2 Явища, що обумовлені рефракцією

Рефракцію розділяють на астрономічну та земну. Якщо джерело світла розташовується за межами атмосфери, рефракцію називають астрономічною. Заломлення променів, що поширюються від наземних предметів, називають земною рефракцією. На рис. 2.1 показано, що джерело променя, яке знаходиться у точці S , у результаті рефракції проектується на небесному склепінні у точці S' . Кут β між напрямками на дійсне S та видиме S' положення джерела, що знаходиться за межами атмосфери, називається кутом астрономічної рефракції. З точністю до $1''$ для висот джерел світла $h_g > 30^0$ кут β визначається формулою

$$\beta = 16,09 \frac{P}{T} \text{ctgh} h_g . \quad (2.10)$$

У формулі (2.10) кут β - у кутових секундах, P - у гектапаскалях, T - у Кельвінах. При висоті h_g менших ніж 30^0 , кут β обчислюється за формулою (2.9). При $P = 1013$ гПа й $T = 283$ К кутовим висотам світил h_g відповідають такі значення кута астрономічної рефракції:

h_g^0	0,10	0,00	0,10	0,30	1	3	10	30	90
β'	36,8	34,4	32,3	28,7	24,3	14,3	5,3	1,7	0,0

Великих знань β досягає тоді, коли світила сходять або заходять, а також при невеликих від'ємних висотах, що обумовлюється великою товщею атмосфери, через яку проходить промінь. Як видно, при середніх атмосферних умовах β близький до $35'$. Але при низьких температурах і високому атмосферному тиску біля земної поверхні кут астрономічної рефракції може досягати декількох градусів.

Астрономічною рефракцією обумовлюються деякі цікаві явища. По-перше, рефракція збільшує кутову висоту всіх світил, у тому числі Сонця. При заході Сонця, коли воно фактично вже сховалося за горизонт, завдяки

рефракції ми його бачимо ще деякий час після цього. Такий же ефект спостерігається й при сході Сонця. Це приводить до зростання тривалості світлого часу.

Збільшення тривалості дня за рахунок рефракції залежить від географічної широти і пори року (як ми знаємо, від цих характеристик залежить час сходу і заходу Сонця). На широті 60^0 воно змінюється від 8 хвилин у дні рівнодення до 12 хвилин у дні сонцестояння. У високих широтах збільшення тривалості дня може досягати декількох годин і навіть днів. На полісі полярний день більше за полярну ніч на 14 діб.

По-друге, при сході та заході Сонця (чи місяця), коли нижній чи верхній їх край торкається горизонту під впливом рефракції нижній край трохи піднімається, як було зазначено, на $35'$, тоді як верхній край, який має куту висоту $32'$, піднімається тільки на $28'$. У результаті Сонце (чи Місяць) привиджується сплющеним у вертикальному напрямку. При сильній рефракції, яка створюється при дуже низьких температурах і високому тиску, сплющення світил біля горизонту може бути значно більшим, ніж $7'$, як це відбувається при середніх атмосферних умовах.

По-третє, при подальшому опусканні Сонця, коли над горизонтом залишається тільки його край, відбувається швидка зміна його кольорів. Червоний колір, у який спочатку забарвлюється край Сонця, переходить у оранжевий, жовтий і, нарешті, зелений. Змінювання кольорів Сонця на сході відбувається у зворотному порядку. Найбільш сприятливі умови для спостерігання зеленого променя створюються при високій прозорості атмосфери і відсутності хмар на західній (чи східній) стороні горизонту.

Причиною виникнення зеленого променя є різний ступень рефракції променів різного кольору. Саму значну рефракцію зазнають фіолетові промені, найменшу – червоні. Різниця кутів астрономічної рефракції для них дорівнює $38''$. Коли Сонце опускається під горизонт, спочатку зникає червоний колір, потім поступово інші, а останнім – фіолетовий. Але фіолетові, сині й голубі промені в атмосфері дуже сильно розсіюються й, крім того, око має понижено чутливість до цих променів. Отже останнім кольором, який сприймається спостерігачем, є зелений колір.

Ще одне явище спричиняється рефракцією. Йдеться про мерехтіння зірок. Воно обумовлюється флуктуаціями густини атмосфери, які приводять до флуктуацій показника заломлення.

Кутом земної рефракції α називають кут між напрямками на видиме й дійсне положення наземних предметів. Значення цього кута залежить від відстані між предметом і спостерігачем, а також розподілу температури з висотою у приземному шарі атмосфери.

З земною рефракцією теж пов'язані деякі атмосферні явища. В залежності від значення вертикального градієнта температури відбувається підняття та розширювання видимого горизонту або його опускання та

звуження. Результатом цього є відповідне збільшення або зменшення геометричної дальності видимості об'єктів.

Як відомо, неоднорідність розподілу основних фізичних параметрів атмосфери значно більша у вертикальному напрямку, ніж у горизонтальному. Тому будемо вважати атмосферу горизонтально однорідною, тобто, що тиск і температура повітря змінюються тільки з висотою. Ураховуючи цю умову, продиференціюємо рівняння (2.2). Будемо мати

$$\frac{dN}{dz} = \frac{N_0}{\rho} \frac{d\rho}{dz}. \quad (2.11)$$

Але, похідна густини атмосфери по висоті, як було показано у розділі „Статика атмосфери”

$$\frac{d\rho}{dz} = \frac{\rho}{T}(\gamma - \gamma_A), \quad (2.12)$$

де $\gamma_A = 3,42^\circ\text{C}/100\text{м}$ - вертикальний температурний градієнт автоконвекції, γ - вертикальний градієнт температури. Отже

$$\frac{dN}{dz} = \frac{N_0\rho}{\rho_0 T}(\gamma - \gamma_A). \quad (2.13)$$

Розглянемо як змінюється з висотою індекс рефракції при різних атмосферних умовах.

1. Вертикальний градієнт температури менший ніж градієнт автоконвекції. У цьому випадку густина повітря зменшується з висотою (звичайний розподіл густини атмосфери з висотою) $\frac{d\rho}{dz} < 0$ і $\frac{dN}{dz} < 0$,

тобто траєкторія світлового променя розташована відносно земної поверхні випуклістю вгору, і горизонт, порівняно до геодезичного, піднімається. Така рефракція називається додатною. Розширення горизонту при середніх атмосферних умовах досягає 6-7%, а радіус кривини траєкторії поширення світла майже у 6 разів більший, ніж кривина поверхні Землі.

У випадку сильної інверсії температури (інверсією температури називають такий її розподіл з висотою, при якому вона з висотою зростає, тобто $\gamma < 0$) індекс рефракції може зменшуватись з висотою дуже швидко, так що кривина променя стає рівною кривині земної поверхні. Це означає, то видимий горизонт піднімається до математичного (складається враження вирівнювання горизонту). При дуже сильній інверсії температури кривина променя стає менше кривини земної поверхні. Виникають умови, коли спостерігачу здається, що він знаходиться на дні величезної улоговини. Піднімаються із-за горизонту і стають видимими

об'єкти, що знаходяться під геометричним горизонтом. Саме при інверсійному розподілі температури створюються умови для виникнення верхніх міражів. Верхніми називають міражі, коли зображення об'єкта знаходяться над ним.

2. Вертикальний градієнт температури дорівнює градієнту автоконвекції ($\gamma = \gamma_A$). Тоді $\frac{dN}{dz} = 0$ і рефракція відсутня.

3. Вертикальний градієнт температури перевищує градієнт автоконвекції ($\gamma > \gamma_A$). Тоді $\frac{dN}{dz} > 0$ і траєкторія поширення світла обертається

до земної поверхні випуклістю. У такому разі рефракцію називають від'ємною. Такий розподіл температури з висотою спостерігається в денні часи влітку в степах та пустелях. Об'єкти на земній поверхні, які в звичайних умовах знаходяться у полі зору, опускаються під горизонт. При таких умовах виникають нижні міражі. Нижніми називають міражі, коли зображення об'єктів знаходяться під ними. Крім того, зустрічаються міражі бокові, коли зображення об'єктів розташовуються поряд з ними. Явище коли одночасно спостерігаються міражі різних типів, називаються фато-моргана.

3 Оптичні явища в хмарах, туманах та опадах

3.1 Характеристики розсіювання електромагнітного випромінювання в хмарах, туманах і опадах

При розгляданні фізичних механізмів, обумовлюючих розсіювання сонячної радіації в атмосфері, були показані особливості релєївського (молекулярного) та аерозольного розсіювання. Інтенсивність аерозольного розсіювання визначалася об'ємним показником розсіювання k''_λ , який залежить від розмірів розсіюючої часток (будемо позначати тепер їх через r , оскільки йдеться про розмір часток хмар), а також від фактора ефективності $F(\mu, m)$, який, в свою чергу, є функцією параметра $\mu = \frac{2\pi r}{\lambda}$, тобто функцією розміру частки й довжини хвилі, та комплексного показника заломлення $m = n - i\alpha$.

$$k''_\lambda = \pi r^2 F(\mu, m) N \quad (3.1)$$

Вважалось, що всі N аерозольних часток в одиничному об'ємі мають однакові розміри.

Хмари, тумани й опади спричиняють найбільш сильне помутніння атмосфери: показники ослаблення електромагнітного випромінювання в

хмарах k''_{λ} майже на три порядки більші від показників молекулярного розсіювання k'_{λ} . Тому основним фактором розсіювання сонячної радіації в хмарну погоду, наприклад, є аерозольне розсіювання на хмарних частках: краплях або кристалах льоду (далі будемо говорити тільки про хмари, пам'ятаючи, що отримані результати справедливі для туманів і опадів).

Вже добре відомо, що хмари складаються з часток різноманітних розмірів і найбільш інформативною характеристикою їх спектра є щільність розподілу часток за розмірами $f(r)$. Тому об'ємний показник розсіювання короткохвильового електромагнітного випромінювання в хмарах, що складаються з крапель, визначається такою формулою:

$$k''_{\lambda} = \pi N \int_0^{\infty} F(\mu) r^2 f(r) dr \quad (3.2)$$

(вважається, що при цьому $m = n = const$, $\alpha = 0$). Від розмірів розсіюючих часток залежить спектральна індикатриса розсіювання $P_{\lambda}(\theta)$, яка характеризується формулою

$$P_{\lambda}(\theta) = N \int_0^{\infty} P_{\lambda}(\theta, r) f(r) dz, \quad (3.3)$$

де θ - кут між падаючим променем світла й напрямком від розсіюючого об'єму до спостерігача, $P_{\lambda}(\theta, r)$ - індикатриса для розсіюючої частки розміром r .

Таким чином, індикатриса розсіювання залежить від спектра хмарних крапель. Для спектра крапель, який описується гамма-розподілом з параметром форми $\lambda = 7$, модальним радіусом $r_{\text{mod}} = 4$ мкм та концентрацією $N = 100 \text{ см}^{-3}$ індикатриса розсіювання зображені на рис.3.1. Видно, що їх форма для червоного променя ($\lambda = 0,7$ мкм) й інфрачервоного ($\lambda = 10$ мкм) суттєво відрізняється. По-перше, індикатриса розсіювання інфрачервоного випромінювання більш витягнута у напрямку падаючого променя ($\theta = 0^{\circ}$), по-друге, у неї майже відсутнє зворотне розсіювання ($\theta = 180^{\circ}$), в той час, коли у червоного променя воно досить значне і, крім того, спостерігаються пелюстки при $\theta \approx \pm 140$.

Кутовий розподіл розсіяного видимого випромінювання середовищем з льодяними кристалами має ряд особливостей, до яких відносяться, по-перше, велике порівняно з краплями розсіювання в бокових напрямках при меншому розсіюванні в області кутів від 2° до 40° і, по-друге, наявність максимумів розсіювання при $\theta \approx 22$ й $\theta \approx 46$ (утворює оптичне явище, яке називається гало) й відсутність максимуму при $\theta \approx 142$ (характерно для

водяних крапель, з ним пов'язана райдуга). Крім того, виявляється асиметрія інтенсивності розсіювання для різних плоскостей спостереження розсіяного випромінювання.

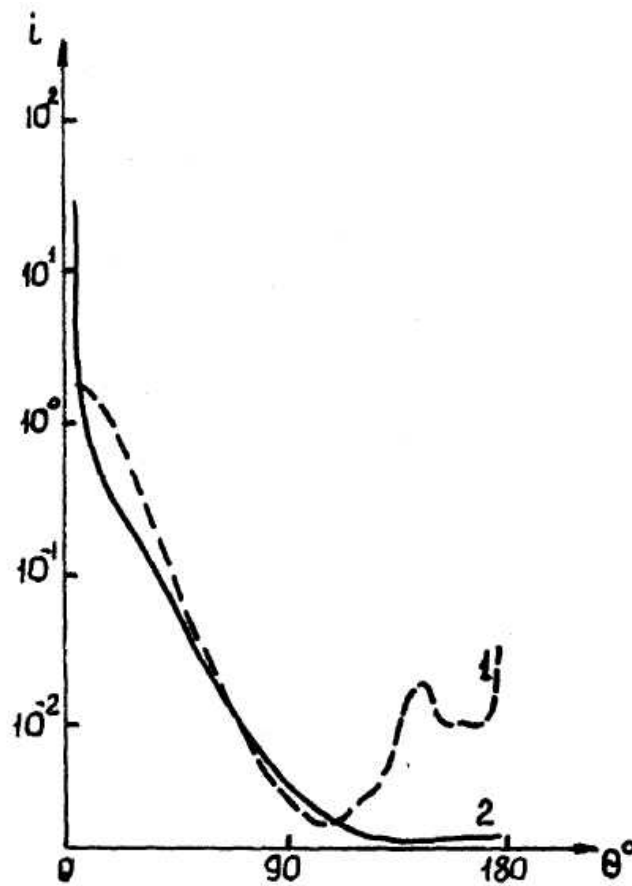


Рис. 3.1 – Індикатриси розсіювання у прямокутних координатах для $\lambda = 0,7$ мкм (1) і $\lambda = 10$ мкм (2)

На рис. 3.2 містяться результати розрахунків індикатрис розсіювання при $\lambda = 0,63$ мкм для льодяних призм з гамма-розподілом по довжинах ($l_{\text{mod}} = 100$ мкм) і діаметрах ($D_{\text{mod}} = 28,5$ мкм) й відповідні експериментальні дані. Розрахункова індикатриса розсіювання задовільно узгоджується з експериментальною у діапазоні $\theta = 20 \dots 170^\circ$. На рис. 3.3 наводяться експериментальна й розрахункова індикатриси розсіювання для інфрачервоного випромінювання ($\lambda = 10,6$ мкм) на льодяних кристалах з модальним радіусом $2,3$ мкм. Вона характеризує монотонне зменшення інтенсивності розсіювання при збільшенні θ з помітним зворотним розсіюванням.

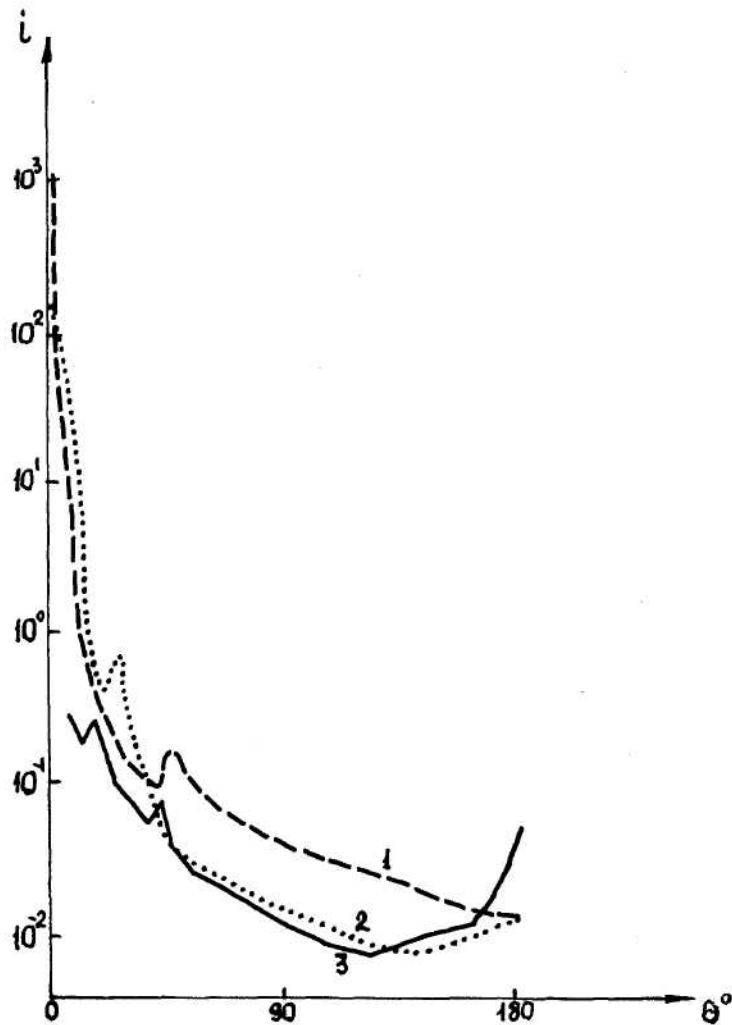


Рис. 3.2 – Індикатриси розсіювання у прямокутних координатах для льодяних призм при $\lambda = 0,63$ мкм
 1 – розрахункова для горизонтальної площини розсіювання;
 2 – розрахункова для вертикальної площини розсіювання;
 3 – експериментальна

Для хмарних шарів, що складаються з рівномірно перемішаних водяних крапель й льодяних кристалів, індикатриса розсіювання елементарного хмарного об'єму визначається таким чином

$$P_{\lambda}(\theta) = P_{\lambda}^k(\theta)P_k + P_{\lambda}^{kp}(\theta)P_{kp}, \quad (3.4)$$

де P_k і P_{kp} - відносні внески краплинної й кристалічної фракцій відповідно.

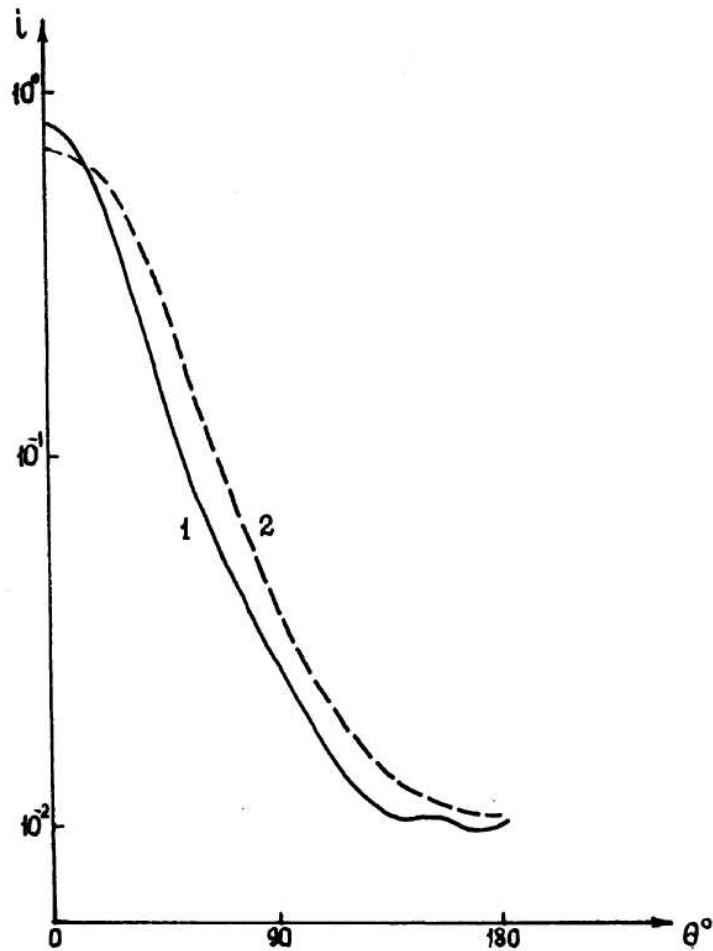


Рис. 3.3 – Індикатриси розсіювання у прямокутних координатах при $\lambda = 10,6$ мкм
 1 – експериментальна для льодяних кристалів;
 2 – розрахункова

Між індикатрисою розсіювання й об'ємним (лінійним) показником розсіювання існує тісний зв'язок. Значення об'ємного показника розсіювання, осередненого по всіх розмірах крапель при фіксованій довжині хвилі випромінювання ($\lambda = 0,7$ мкм) наводиться в табл. 3.1.

У першому рядку цієї таблиці містяться експериментальні значення \tilde{k}_λ'' , у другому й третьому – значення, що розраховані по формулі (3.2) за умови гамма – розподілу крапель за розмірами при двох значеннях параметрів: $\lambda = 3$, $r_0 = 2,5$ мкм (широкий спектр) і $\lambda = 7$, $r_0 = 0,67$ мкм (вузький спектр). Як випливає з табл. 3.1, розрахунки при вузькому спектрі (йому відповідають дрібно-краплинні хмари) краще узгоджуються з експериментальними даними для хмар St і Sc . Для хмар Ns , F_{rns} , As і Ac більш задовільні результати дають розрахунки за умови широкого спектру. Для Cu і широкий, і вузький спектри дають майже однакові розбіжності.

Таблиця 3.1 – Осереднені по розмірах крапель показники розсіювання (км^{-1}) при $\lambda = 0,7$ мкм для хмар різних форм

k''_{λ}	Хмари						
	<i>Cu</i>	<i>Sc</i>	<i>St</i>	<i>Ns</i>	<i>F rne</i>	<i>As</i>	<i>Ac</i>
\tilde{k}''_{λ} експ	100	48	43	29	37	25	20
\tilde{k}''_{λ} шир	69	26	26	37	37	26	24
\tilde{k}''_{λ} вуз	132	50	50	62	62	50	27

Крім розсіювання в хмарах існує ще поглинення електромагнітних хвиль, інтенсивність якого залежить від їхньої довжини. В табл. 3.2 приводяться значення об'ємних показників розсіювання k''_{λ} , поглинення \tilde{k}'_{λ} й ослаблення \tilde{k}_{λ} в хмарі, краплі якої мають гамма-розподіл з параметром форми $\lambda = 7$ і модальним радіусом $r_{\text{mod}} = 4$ мкм. Показник ослаблення, як вже зазначалося, дорівнює:

$$\tilde{k}_{\lambda} = \tilde{k}''_{\lambda} + \tilde{k}'_{\lambda}. \quad (3.5)$$

Таблиця 3.2 – Показники ослаблення, розсіювання та поглинення краплинною хмарою

λ мкм	$\tilde{k}_{\lambda}, \text{км}^{-1}$	$\tilde{k}''_{\lambda}, \text{км}^{-1}$	$\tilde{k}'_{\lambda}, \text{км}^{-1}$
0,45	16,33	16,33	0
0,70	16,73	16,73	0
1,19	17,29	17,28	0,01
1,45	17,63	17,36	0,27
1,61	17,58	17,58	0
1,94	18,05	16,96	1,09
2,25	18,36	17,82	0,54
3,00	17,98	8,85	9,13
3,90	20,64	18,86	1,78
5,30	23,87	21,12	2,75
6,05	19,86	10,79	9,08
8,15	18,75	13,99	4,76
10,00	11,18	6,72	4,46
11,50	10,10	2,91	7,19
16,60	16,97	6,68	10,29

Таблиця 3.2 показує, що видима частина спектра електромагнітного випромінювання ослаблюється в хмарах, як вже зазначалось тільки за рахунок розсіювання. Поглинення інфрачервоної радіації хмарними об'ємами досить значне, особливо це відноситься до теплової інфрачервоної радіації. Починаючи з $\lambda = 10$ мкм, воно стає рівним і навіть перебільшує ослаблення радіації за рахунок розсіювання.

Значення показника ослаблення, що приводились вище, характеризують ослаблення по всій хмарі. Оскільки за збільшенням висоти змінюється спектр, концентрація крапель і, таким чином, водність хмари, то змінюється й показник ослаблення. В хмарах $St - Sc$ і Ac , де максимум водності розташовується у верхній частині хмар, залежність від висоти z показника ослаблення видимої радіації визначається формулою

$$k(z) = 2,8\bar{k} \frac{(z - z_H)(z_G - z)^{1/4}}{(z_G - z_H)^{5/4}},$$

де z_H і z_G - нижня й верхня границі хмари, \bar{k} - середнє значення показника ослаблення по всій хмарі.

У кристалічних хмарах і туманах показник ослаблення майже на порядок менше ніж у краплинних, і в діапазоні 0,5...12 мкм мало залежить від довжини хвилі. У середніх широтах, наприклад, середнє значення \bar{k} у хмарах верхнього ярусу (Ci, Cs) дорівнює $2,5 \text{ км}^{-1}$.

3.2 Показник ослаблення видимого світла в хмарах

Потік світла F , який проходить крізь шар хмари товщиною dh , ослаблюється за рахунок його поглинення й розсіювання краплями і кристалами. Ослаблення dF , як і при ослабленні потоку сонячної енергії в повітрі, пропорційне потоку F і товщині шару dh

$$dF = \varepsilon F dh. \quad (3.6)$$

Коефіцієнт пропорційності ε носить назву показника ослаблення. Він цілком визначається мікроструктурою хмари і дорівнює:

$$\varepsilon = \pi N \int_{r_{\min}}^{\infty} r^2 K_w(d) f(r) dr \quad (3.7)$$

для краплинної хмари і

$$\varepsilon = \pi N \int_{a_{\min}}^{\infty} a^2 K_n(d) f(a) da \quad (3.8)$$

для кристалічної,

де $f(r)$ - щільність розподілу крапель по розмірах, $K(d)$ - фактор ефективності розсіювання, який дорівнює відношенню перерізу (коефіцієнта) розсіювання краплі до її геометричного перерізу πr^2 ;
 $d = \frac{2\pi r}{\lambda}$ - дифракційний параметр, λ - довжина хвилі світла.

Якщо позначити через s об'ємний геометричний переріз хмари, який дорівнює

$$s = \pi N \int_{r_{\min}}^{\infty} r^2 f(r) dr \quad (3.9)$$

для краплинної хмари і

$$s = \frac{\pi N \Delta}{4} \int_{a_{\min}}^{\infty} a^2 f(a) da \quad (3.10)$$

для кристалічної,

де Δ - фактор форми кристалів (він близький до одиниці), то величину ε можна виразити через s за допомогою інтегрального фактора інтенсивності розсіювання, оскільки $K_w(d) \approx 2$ для видимого світла.

Отже,

$$\varepsilon \approx 2s. \quad (3.11)$$

Для кристалів $K_n(d)$, власне кажучи, залежить від їх форми та орієнтації і співвідношення (3.11) є лише грубою оцінкою.

Зі своїми оптичними характеристиками хмари досить неоднорідні. Показник ослаблення світла в них може значно змінюватись у просторі та за часом. Навіть середнє значення $\bar{\varepsilon}$ для хмар однієї й тієї ж форми може суттєво (в 2-3 рази й більше) відрізнятись одне від одного у залежності від характеристик мікроструктури хмар, часу вимірювання й об'єму осереднення.

Хмари шаруватих форм у середньому тим оптично густіші, чим вони нижче розташовані. Наприклад, для помірних широт середнє значення показника ослаблення $\bar{\varepsilon}$ у хмарах верхнього ярусу не перевищує 4 км^{-1} , а у *St* і *Sc* він коливається у границях від 20 до 50 км^{-1} . Середні значення $\bar{\varepsilon}$, що отримані на основі великого обсягу результатів дослідження у хмарах різних широтних зон, наводяться в таблиці 3.3.

Таблиця 3.3 – Значення $\bar{\varepsilon}$ (км⁻¹) для хмар шаруватих форм

Широтна зона	Форми хмар				
	<i>St, Sc</i>	<i>Ns</i>	<i>Ac</i>	<i>As</i>	<i>Ci, Cs</i>
Східна зона тропічної Атлантики	15	-	8	7	8
Східна Європа	40	20	15	10	2,5
Арктика	35	30	20	4	<2,5

У конвективних хмарах помірних широт $\bar{\varepsilon}$ лінійно залежить від могутності H хмари

$$\bar{\varepsilon} = 50H + 70, \quad (3.12)$$

де H в км, $\bar{\varepsilon}$ - в км⁻¹. Із (3.12) випливає, що купчасті хмари оптично більш густі, ніж хмари шаруватих форм. У східній зоні тропічної Атлантики конвективні хмари більш «рихлі» й оптично менш густі. Найбільш густими є *Cu hum* ($\bar{\varepsilon} = 40$ км⁻¹). У *Cu med* і *Cu cong* значення $\bar{\varepsilon}$ у 1,5-2 рази менші ($\bar{\varepsilon} = 25$ км).

Велика кількість даних, накопичених до цієї пори, дала можливість визначити функції розподілу (накопичених повторюваностей) значень показника ослаблення. Вони зображені на рис. 3.4 для різних форм хмар. Початкова ордината на цьому рисунку означає повторюваність(%) випадків, коли $\varepsilon < 2,5$ км.

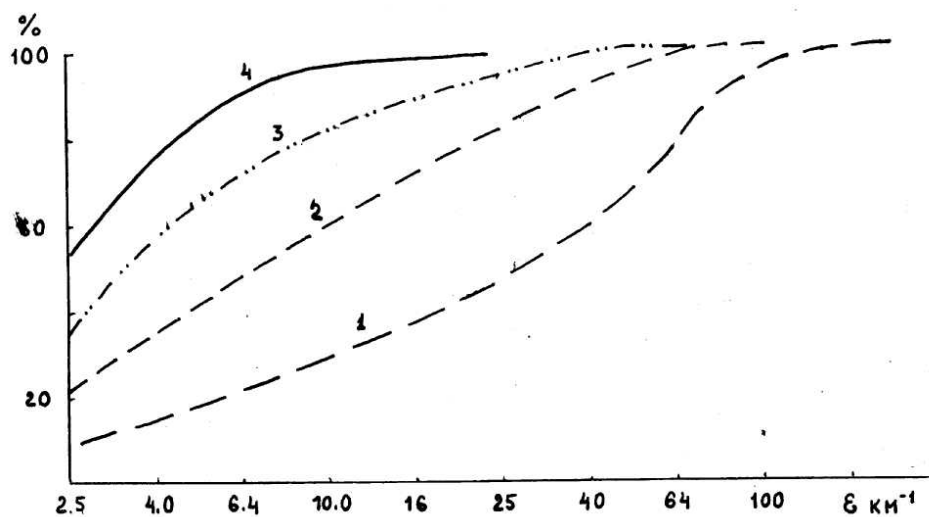


Рис. 3.4 – Накопичена повторюваність (%) значень показника ослаблення для хмар шаруватих форм. 1 – *St*; 2 – *Ac, Ns, Ns-As*; 3 – *As*; 4 – *Cs, Ci sp*

Показник ослаблення у великій мірі залежить від висоти z над нижньою границею хмари. Для хмар шаруватих форм середній вертикальний профіль показника ослаблення зображається на рис. 3.5. На ньому $\xi = z/H$ - висота над основою хмари у частках вертикальної протяжності хмари, $\bar{\varepsilon}$ - середнє значення показника ослаблення у шарі товщиною H , ε - середнє значення його на рівні ξ . Штрихова крива – це апроксимація емпіричних даних формулою

$$\varepsilon = 2,8\bar{\varepsilon}\xi(1-\xi)^{0,25}. \quad (3.13)$$

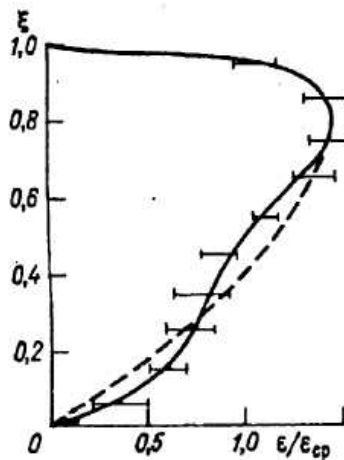


Рис. 3.5 – Осереднений хід показника ослаблення з висотою для хмар шаруватих форм

У конвективних хмарах в помірних широтах при товщині $H < 1$ км середнє значення $\bar{\varepsilon}$ на даному рівні не змінюється з висотою й різко падає поблизу від границь хмари. У більш могутніх хмарах на рівні більш 1,0-2,0 км у вертикальному профілі показника ослаблення утворюється провал, у центрі якого ε зменшується в 1,5-2 рази.

Як вже зазначалося, у хмарах спостерігається «каверни», розмір яких досягає десятків метрів. Концентрація хмарних елементів у них або різко знижується, або навіть практично дорівнює нулю. Якщо не враховувати такі об'єми хмар, то в хмарах шаруватих форм коефіцієнт варіації c_D показника ослаблення знаходиться у границях 0,2...1,5, тобто його мінливість значно змінюється від однієї хмари до іншої. У однорідних St c_D не перебільшує 0,2.

Як відомо, з показником ослаблення пов'язана метеорологічна дальність видимості L_M . Цей зв'язок визначається формулою

$$L_M = 3,9\varepsilon^{-1}. \quad (3.14)$$

Оскільки у хмарах шаруватих форм ε може дорівнювати $2,5 \text{ км}^{-1}$, то, як випливає з формули (3.14), метеорологічна дальність видимості у таких хмарах дорівнює 1400 м. З другого боку, зустрічаються хмари, де $\varepsilon > 250 \text{ км}^{-1}$. Дальність видимості в таких хмарах не перевищує 14 м.

Крім показника ослаблення використовується й інший параметр ослаблення хмарами видимого світла, який називається оптичною товщиною хмар τ . Оптична товщина визначається таким чином:

$$\tau = \ln \frac{F_H}{F_0}, \quad (3.15)$$

де F_H і F_0 - світлові потоки на верхній і нижній границях хмари відповідно.

Оптичну товщину хмари у вертикальному напрямку можна виразити через показник ослаблення за допомогою формули:

$$\tau = \int_0^H \varepsilon(z) dz \quad (3.16)$$

або, якщо запровадити теорему про середнє,

$$\tau = \bar{\varepsilon} H. \quad (3.17)$$

У конвективних хмарах, як випливає з формули (3.12), оптична товщина виражається через вертикальну протяжність H за допомогою формули:

$$\tau = 50H^2 + 70H. \quad (3.18)$$

У хмарах шаруватих форм (St , Sc) оптична товщина спочатку (до $H \approx 0,3$ км) зростає пропорційно H , потім зростання стає повільнішим. При $H = 0,5$ км, наприклад, $\tau = 20$. У хмарах Ns , As , Ac таку оптичну товщину мають майже вдвічі більш могутні хмари, тобто з $H = 1$ км. Для хмар верхнього ярусу, які мають товщину біля 1 км, τ не перебільшує декількох одиниць.

3.3 Райдуга

Райдуга є найбільш відомим явищем атмосферної оптики. Як правило, райдугу можна побачити влітку ближче до вечора після зливи. Вона утворюється завдяки геометричним відбиттям сонячних променів у середині крапель дощу. Райдуга розташовується на фоні хмар у стороні,

протилежній Сонцю з центром дуги в антисолярній точці. Частіше за все, радіус райдуги дорівнює 42° , але іноді можливо спостерігати ще й другу райдугу радіусом біля 52° , розташовану концентрично з першою. У першій райдузі зовні розташовується червоний колір, а у середині фіолетовий, у другій розташування кольорів зворотне. Біля водопадів і фонтанів іноді спостерігаються, крім основних райдуг, ще слабкі додаткові дуги біля фіолетових країв райдуг з неповним набором кольорів спектра. У деяких випадках, коли краплі дощу дуже малі, спостерігається біла райдуга.

Вперше пояснення явища райдуги з точки зору законів геометричної оптики запропонував Декарт у 1637 р. Воно пізніше було доповнене Ньютоном. Більш точна теорія райдуги, яка має можливість, крім загальної картини розташування кольорів, отримати інформацію про її інтенсивність, належить Айрі. Але вона досить складна, тому обмежимося спрощеною теорією, яка, проте, дає можливість пояснити основні риси цього цікавого явища.

Розглянемо пучок паралельних сонячних променів, які падають на сферичну краплю. Візьмемо промінь довжини хвилі λ , що падає на краплю у точці A під кутом i . Входячи в краплю, він заломлюється. Позначимо кут заломлення через e . Легко бачити, що змінення кута в краплі дорівнює $i - e$, а при кожному відбитті променя у точках B, C і т.д. (рис 3.6), тобто у середині краплі, промінь робить поворот на кут $\pi - 2e$. При виході променя з краплі кут його повороту буде знову $i - e$.

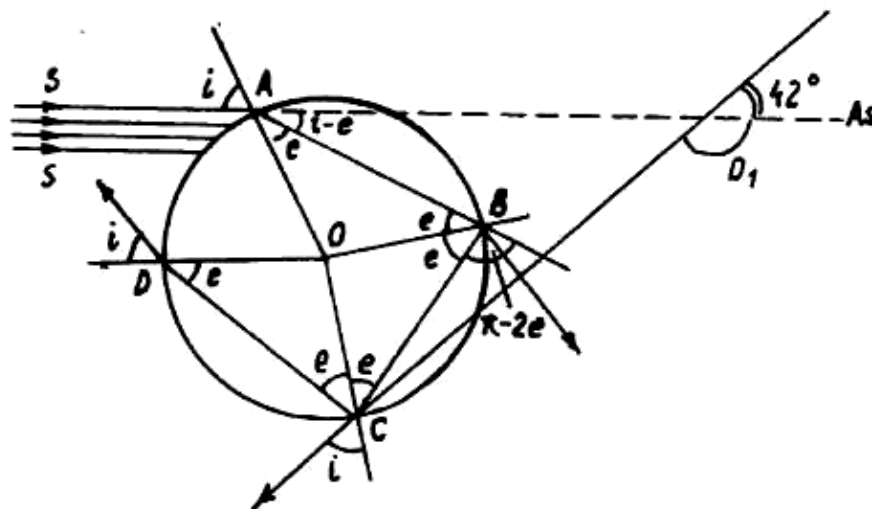


Рис. 3.6 – Хід сонячного променя усередині краплі дощу при утворенні першої та другої райдуг

Отже, якщо промінь буде зазнавати відбиття k разів, то кут D_k , на який він відхилиться від початкового напрямку, дорівнює

$$D_k = 2(i - e) + k(\pi - 2e) \quad (3.19)$$

або

$$D_k = k\pi + 2[i - (k + 1)e]. \quad (3.20)$$

Як відомо, кут падіння променя на краплю i й кут заломлення e зв'язані співвідношенням Снелла

$$\sin i = n \sin e. \quad (3.21)$$

Диференціювання його приводить до співвідношення

$$\cos i \, di = n \cos e \, de, \quad (3.22)$$

або

$$\frac{de}{di} = \frac{\cos i}{n \cos e}, \quad (3.23)$$

де n - показник заломлення променя в краплі. Паралельний пучок променів падає на сферичну поверхню краплі під різними кутами. Тому при виході з краплі він виявляється розбіжним. Найбільшу енергію несуть промені, що розташовуються поблизу від променя, який має найменше відхилення. Ці промені й утворюють райдугу.

Знайдемо кут i , під яким, падаючи на краплю, промінь буде мати найменший кут відхилення. Для цього треба знайти мінімум функції $D_k(i)$. Перша похідна цієї функції, якщо використати формулу (3.20), дорівнює

$$\frac{dD_k}{di} = 2 \left[1 - (k + 1) \frac{de}{di} \right], \quad (3.24)$$

або з урахуванням рівняння (3.23)

$$\frac{dD_k}{di} = 2 \left[1 - (k + 1) \frac{\cos i}{n \cos e} \right]. \quad (3.25)$$

Прирівнюючи похідну до нуля і позначаючи i_{extr} через j , а відповідне значення e через E , будемо мати

$$(k + 1) \cos j = n \cos E. \quad (3.26)$$

Можна показати, що в точці $i = j$ ми маємо дійсно мінімум функції $D_k(i)$,

тому що $\left. \frac{d^2 D_k}{di^2} \right|_{i=j} > 0$

Піднесемо обидві частини рівняння (3.26) до квадрата і застосуємо відомі тригонометричні формули, а також, формулу (3.21), отримаємо

$$n^2 \left(1 - \frac{\sin^2 j}{n^2} \right) = (k+1)^2 (1 - \sin^2 i), \quad (3.27)$$

звідки

$$\sin j = \sqrt{\frac{(k+1)^2 - n^2}{(k+1)^2 - 1}}. \quad (3.28)$$

Відповідний йому кут заломлення можна одержати за допомогою закону Стелла. Тепер з формули (3.20), яка для отриманих кутів, що утворюють райдугу, має вигляд

$$D_k = k\pi + 2[j - (k+1)E], \quad (3.29)$$

знайдемо значення кутів відхилення D_k при $k=1$ (перша райдуга) і $k=2$ (друга райдуга) для променів різних довжин хвиль λ , яким відповідають визначені значення показника заломлення n . Відповідні розрахунки для чотирьох кольорів містяться в табл. 3.4.

Таблиця 3.4 – Кути падіння j , заломлення E й відхилення $180 - D_k$ для першої й другої райдуг ($k=1,2$)

Колір	Показник заломлення n	Кут	Перша райдуга ($k=1$)	Друга райдуга ($k=2$)
Фіолетовий ($\lambda = 0,4047$ мкм)	1,3435	j E $180 - D_k$	$58^\circ 48'$ $39^\circ 33'$ $40^\circ 36'$	$71^\circ 30'$ $44^\circ 54'$ $53^\circ 36'$
Зелений ($\lambda = 0,5461$ мкм)	1,3352	j E $180 - D_k$	$59^\circ 17'$ $40^\circ 5'$ $41^\circ 46'$	$71^\circ 46'$ $45^\circ 19'$ $51^\circ 38'$
Жовтий ($\lambda = 0,5779$ мкм)	1,3341	j E $180 - D_k$	$59^\circ 21'$ $40^\circ 10'$ $41^\circ 58'$	$71^\circ 48'$ $45^\circ 23'$ $51^\circ 18'$
Червоний ($\lambda = 0,6563$ мкм)	1,3318	j E $180 - D_k$	$59^\circ 29'$ $40^\circ 19'$ $42^\circ 18'$	$71^\circ 53'$ $45^\circ 31'$ $50^\circ 40'$

З таблиці 3.4 випливає, що фіолетовий круг першої райдуги буде з центром в антисолярній точці у середині червоного на відстані $1^{\circ} 42'$, але оскільки діаметр Сонця дорівнює $32'$, то ширина цієї райдуги буде $2^{\circ} 14'$.

Друга райдуга має зовні фіолетовий круг, а у середині червоний, а ширина її дорівнює $3^{\circ} 34'$.

Повний кут райдуги можна побачити тільки з літака. З поверхні Землі у кращому випадку можна спостерігати тільки половину круга, якщо Сонце на горизонті. При висотах Сонця більше 42° перша райдуга розташовується під горизонтом, а при високих більших за 50° друга райдуга також опускається під горизонт.

3.4 Гало

Гало – це група оптичних явищ в атмосфері, які пов'язані з відбиттям і заломленням світла від Сонця або Місяця в завислих або падаючих у повітрі льодяних кристалах. Із льодяних кристалів, як правило, гексагональної форми, складаються перисті хмари. Отже, гало, частіше за все, спостерігається у перисто-шаруватих (*Cs*) й, іноді, у перистих хмарах.

Концентрація часток у льодяних хмарах невелика, й ці хмари видаються напівпрозорими. Крізь такий шар хмар можна ясно бачити сонячний чи місячний диск. Завдяки великій різноманітності форм і орієнтації льодяних часток в атмосфері можна спостерігати цілий ряд захоплюючих оптичних явищ.

Як і для райдуги, обмежимося простою теорією, основою на законах геометричної оптики. Нехай промінь падає на бокову грань призми під деяким кутом i (рис. 3.7). Заломлюючись під кутом e , він виходить через протилежну грань, утворюючи кут падіння e' й кут заломлення i' .

Середній показник льоду для променів світла $n = 1,31$. У граничному випадку або i , або i' дорівнюють 90° , то за рівнянням Снелла

$$n = \frac{\sin i}{\sin e} = \frac{\sin i'}{\sin e'} \quad (3.30)$$

маємо $e' = 49^{\circ} 46'$. Коли $i = 90^{\circ}$, то $e = 49^{\circ} 46'$. Як видно на рис. 3.7, заломлюючий кут $A = e + e'$. Отже, він не може бути більшим ніж $A_{\max} = 49^{\circ} 46' + 49^{\circ} 46' = 99^{\circ} 32'$. Таким чином, промені, що проходять крізь деяку бокову грань кристалу, зможуть вийти з нього тільки крізь ту грань, яка буде складати з першою з них кут, не більший $99^{\circ} 32'$. У

гексагональної призми кут $A = 60^\circ$. Двогранний кут між боковими гранями й площиною основи складає $A = 90^\circ$.

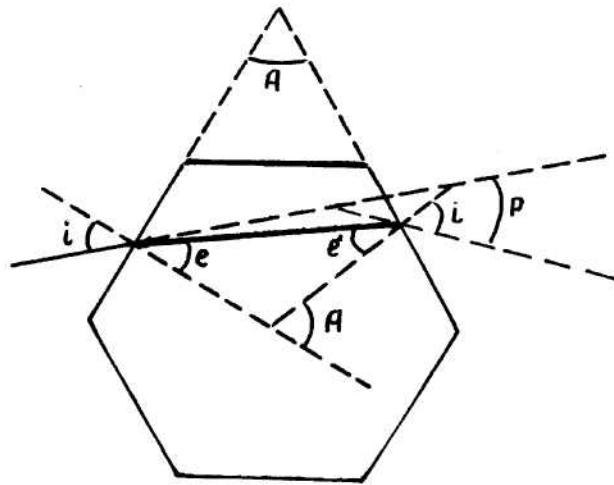


Рис. 3.7 – Переломлення світлових променів у льодяному кристалі

З рис. 3.7 випливає, що кут відхилення променя D від його початкового напрямку після проходження крізь кристал дорівнює

$$D = i - e + i' - e' = i + i' - A. \quad (3.31)$$

Мінімальне відхилення відбувається при

$$\frac{dD}{di} = 1 + \frac{di'}{di} = 0. \quad (3.32)$$

Крім того, оскільки $A = e + e'$,

$$1 + \frac{de'}{de} = 0. \quad (3.33)$$

З рівностей (3.32) і (3.33) виходить, що

$$\frac{di'}{di} = \frac{de'}{de}. \quad (3.34)$$

Очевидним розв'язком цього рівняння є $i = i'$ та $e = e'$. Таким чином, із співвідношення (3.31) маємо, що кут падіння, при якому відбувається мінімальне відхилення, знаходиться по формулі:

$$i = \frac{1}{2}(D_{\min} + A). \quad (3.35)$$

Далі, кут заломлення при мінімальному відхиленні описується формулою

$$e = \frac{A}{2}. \quad (3.36)$$

Тепер можна записати для отриманих кутів рівняння Снелла

$$\sin\left[\frac{1}{2}(D_{\min} + A)\right] = n \sin \frac{A}{2}. \quad (3.37)$$

Як свідчить рис. 3.7, кути при вершині призми A можуть дорівнювати 60° , 90° і 120° . Але, як було обґрунтовано вище, останній кут не може забезпечити умови проходження променя крізь призму ($A < 99^\circ 32'$). Кут

$D = D_{\max}$, якщо i або i' дорівнюють 90° . Нехай $i' = 90^\circ$, тоді з (3.31) випливає, що

$$D_{\max} = i + 90^\circ - A \quad (3.38)$$

і відповідні рівняння для променя з максимальним відхиленням будуть мати вид:

$$\begin{cases} \sin(D_{\max} + A - 90^\circ) = n \sin(A - e') \\ n = \sin e' = 1 \end{cases} \quad (3.39)$$

Рівняння (3.37) і (3.39) дають можливість пояснити причини утворення різних форм гало, які схематично зображені на рис. 3.8.

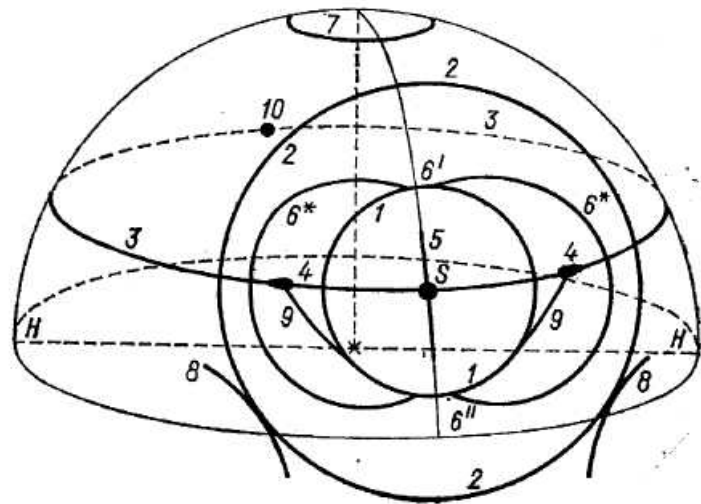


Рис. 3.8 – Форми гало

До них відносяться:

1. Гало з кутовим радіусом 22° . Воно має вид кільця з трохи червонуватим і чітким внутрішнім краєм й більш розмитим зовнішнім.

2. Гало з кутовим радіусом 46° з зовнішнім видом, схожим на попередній.

3. Велике біле паргелічне кільце, яке проходить крізь Сонце (точка S) на тій же кутовій висоті h_\odot над горизонтом ($H-H$), що й Сонце. Іноді воно захоплює весь небозвід.

4. Несправжні або побічні Сонця – кольорові, досить яскраві плями на горизонтальному кільці по обидві сторони від Сонця на відстані близько 22° від нього при малих h_\odot . Їх краї, що завернені до Сонця, виглядають яскраво-червоними, зовнішні краї – блакитними. Іноді побічні Сонця можна побачити й при відсутності горизонтального кільця.

5. Вертикальні світлі безкольорові стовпи над Сонцем і під ним.

6. Дотичні до гало 22° верхня й нижня дуги. Вони є частинами цілком «еліптичного» гало, яке спостерігається дуже рідко.

7. Мале навколо зенітне кільце.

8. Дотичні до гало 46° дуги.

9. Дуги Ловиця – кольорові дотичні дуги до гало 22° , що з'єднують його з побічними сонцями.

10. Протисонце – світла пляма на горизонтальному кільці в антисолярній точці. Оптичні явища з 5-го по 10-те спостерігаються дуже рідко. Загальна повторюваність зазначених видів гало, якщо гало 22° прийняти за 100%, наводиться в таблиці 3.5

Таблиця 3.5 – Повторюваність видів гало (гало 22° прийняте за 100%)

Вид гало	Повторність, %
Побічні Сонця	25,4
Верхні дотичні до гало 22° дуги	6,7
Дотичні дуги до гало 46°	4,0
Стовпи	2,5
Гало 46°	2,3
Горизонтальний круг	1,3
Нижня дотична дуга до гало 22°	0,6

Проведемо аналіз отриманих вище рівнянь за умови, що, по-перше, заломний кут призми $A = 60^\circ$, і що, по-друге, Сонце розташовується поблизу від горизонту. Оптичний ефект при цьому залежить від того, яку орієнтацію мають головні вісі кристалів.

Нехай, у першому випадку, кристали мають вид шестигранних призм з головними осями, орієнтованими вертикально. Сонячні промені, що

входять у бокову грань, виходять з бокової грані, яка знаходиться через одну від першої. Всі сонячні промені падають на призму у площинах перерізу, які перпендикулярні головним осям кристалів під різноманітними кутами. Але найбільшу енергію мають ті з них, які характеризуються мінімальними кутами відхилення D_{\min} . Ці промені й утворюють плями побічних сонячних дисків ліворуч та праворуч від світила. Вони обернені до Сонця своїми червоними краями. Промені, що падають на грані призми під іншими кутами, мають кути відхилення D , які належать до інтервалу $D_{\min} < D < D_{\max}$. Вони утворюють білі хвости побічних сонців. Останні направлені в бік протилежний Сонцю. За умови, що коефіцієнт переломлення льоду n для граничних довжин хвиль видимої частини спектра – червоного й фіолетового кольорів – мають значення відповідно 1,307 і 1,317, за допомогою формули (9.25) отримаємо, що мінімальні кути відхилення D_{\min} дорівнюють $21^{\circ} 34'$ і $22^{\circ} 22'$. Отже, ширина побічних сонячних дисків складає $22^{\circ} 22' - 21^{\circ} 34' + 32' = 1^{\circ} 20'$.

Якщо головні вісі кристалів розташовуються горизонтально, то точно таким же чином обґрунтовується поява побічних сонячних дисків вище і нижче світила.

Частіше за все, однак, головні вісі кристалів у перистих хмарах мають хаотичну орієнтацію. Легко зрозуміти, що у цьому випадку навколо Сонця утворюється світле кільце з кутовим радіусом 22° , забарвлене з внутрішньої сторони у червоний колір.

Вважаючи, що заломлений кут призми дорівнює 90° , можна таким же чином пояснити утворення гало з кутовим радіусом 46° . Дійсно, коли $A = 90^{\circ}$, то промені входять у призму крізь бокові грані, а виходять крізь основу або навпаки. Тоді $D_{\min} = 48^{\circ} 0'$ для фіолетового кольору і $45^{\circ} 44'$ для червоного внутрішнього, який виглядає найбільш різко. При упорядкованому розташуванні головних осей кристалів (вертикальному або горизонтальному) виникають відповідні побічні сонця (у першому випадку ліворуч і праворуч, у другому випадку – вище й нижче світила). Легко бачити, що їхній кутовий радіус дорівнює $48^{\circ} 0' - 45^{\circ} 44' + 32' = 2^{\circ} 56'$.

Ми розглядали випадок, коли промені падають у площині, перпендикулярній головним осям кристалів. У загальному випадку, якщо промінь падає під кутом h , а кут переломлення дорівнює e' , то формули (3.37), (3.39) мають вигляд:

$$\sin \left[\frac{1}{2} (\mathcal{D}_{\min} + A) \right] = n \frac{\cos e'}{\cosh} \sin \frac{A}{2}, \quad (3.40)$$

$$\begin{cases} \sin (\mathcal{D}_{\min} + A - 90^\circ) = n \frac{\cos e'}{\cosh} \sin (A - e'), \\ n \sin e' = 1 \end{cases}, \quad (3.41)$$

коли головні осі вертикальні, кут h пристає до кутової висоти Сонця.

Всі безбарвні гало виникають внаслідок відбиття сонячних променів від кристалів. Якщо кристали орієнтовані так, що грані, які відіграють роль дзеркала, розташовуються горизонтально, то при відбитті сонячних променів виникають стовпи над і під Сонцем. Коли промені відбиваються від вертикально розташованих частин кристалів, причому самі кристали займають хаотичне положення у просторі, виникає біле горизонтальне паргелічне кільце, характерні риси якого приводяться вище. Подібним чином можна пояснити й інші види гало (дотичні верхні й нижні дуги, біля зенітне кільце тощо).

3.5 Вінці

Якщо дивитись на Сонце або Місяць крізь тонкі краплиннорідкі або кристалічні хмари типу As , Ac , Cs , то можна бачити їх оточеними досить яскравими райдужними кільцями. Їх називають вінцями. Внутрішнє кільце, що називається ореолом, або вінцем першого порядку, складається, в свою чергу, з декількох забарвлених кілець: спочатку блакитно-білого, яке через жовте переходить до червоного. Кутовий розмір ореола залежить від радіуса хмарних часток і змінюється у широких границях – від часток градуса до 13° . За ореолом розташовуються концентричні з ним вінці другого, третього й інших порядків з такою ж послідовністю кольорів, як і у ореола. Розміри вінців можуть бути від часток градуса до $4 - 5^\circ$.

Вінці утворюються завдяки дифракції місячного або сонячного світла на краплях або кристалах. Тому теорія вінців зводиться до розглядання дифракції світла, що відбувається при його проходженні крізь малі отвори або вузькі щілини. У ролі отворів виступають краплі води, а у ролі щілин – кристали льоду.

Дифракція світла полягає у тому, що на краях щілин відповідно до принципу Гюйгенса утворюються вторинні елементарні хвилі. Вони при накладанні або посилюються (максимальна інтенсивність), або послаблюються (мінімальна інтенсивність). Зони мінімальної інтенсивності утворюють темні проміжки, що розділяють райдужні кільця. Напрямок на дифракційний мінімум визначається формулою

$$\sin \nu_k = k \frac{\lambda}{d}, \quad (3.42)$$

де $k = 1, 2, 3, \dots$ - номер кільця, ν_k - кутовий радіус k - того кільця, λ - довжина хвилі, d - товщина кристала.

Для крапель напрямом на дифракційний мінімум визначає формула

$$\sin \nu_k = (k + 0,22) \frac{\lambda}{2r} \quad (3.43)$$

де r - радіус краплі.

Як впливає з формул (3.42) – (3.43), кутовий розмір вінців залежить від розмірів крапель і кристалів, з яких складаються хмари. Чим меншим є розмір вінця (наприклад, першого $k = 1$), тим більшими хмарними елементами він утворюється й навпаки.

Окрім вінців, в атмосфері спостерігаються й інші дифракційні явища. До них відносяться глорії, іризації хмар, кільце Бішопа.

Глорія – це ряд райдужних кілець з червоним кольором на зовнішній стороні, які спостерігаються на поверхні хмар, що знаходяться від спостерігача у стороні, протилежній Сонцю, навколо тіні, наприклад, літака. У деяких випадках у горах при низькому положенні Сонця глорії можуть спостерігатись навколо тіні спостерігача. У цьому разі, їх називають Брокерською примарою (за назвою гори Брокер у ФРН), де це явище спостерігалось вперше.

Іризація хмар – це райдужні плями на краях Ac або Sc . Ці плями розташовуються відносно Сонця на відстані від декількох градусів до 20° й більше. Іризація виникає при наявності більш дрібних елементів хмар, ніж тоді, коли виникають вінці.

Кільця Бішона – це великі вінці шириною біля 10° коричнево-червоного кольору на зовнішній стороні, які розташовуються на відстані від Сонця, що досягає $20 - 30^\circ$. Великий розмір вінця обумовлюється маленькими розмірами часток, що його утворюють. Такі аерозольні частки (менші за 2 мкм) виникають в атмосфері з газів вулканічного виверження.

АТМОСФЕРНА ЕЛЕКТРИКА

1 Електричне поле тропосфери

Всі процеси в хмарах проходять при постійній взаємодії хмарного повітря з оточуючим повітрям. Що стосується електрики атмосфери, то вона є фоном для електричних процесів у хмарах. Але разом з тим, електрика хмар у значній мірі формує електрику атмосфери. Спочатку розглянемо електричне поле у відсутності хмар, опадів та інших атмосферних явищ, які приводять до збурення електричних характеристик.

Однією з основних характеристик електричного поля є напруженість поля E . У випадку електростатичного поля напруженість таким чином залежить від потенціалу U .

$$\vec{E} = \text{grad}U. \quad (1.1)$$

Якщо розкласти вектори на складові, то отримаємо

$$\begin{cases} E_x = \frac{\partial U}{\partial x}, \\ E_y = \frac{\partial U}{\partial y}, \\ E_z = \frac{\partial U}{\partial z}. \end{cases} \quad (1.2)$$

Напруженість електричного поля має напрямок, перпендикулярний до екіпотенціальних поверхонь $U(x, y, z) = \text{const}$, у бік негативного заряду. Оскільки земна поверхня у середньому має негативний заряд, а атмосфера – позитивний, напруженість електричного поля (або просто електричне поле) має напрямок зверху вниз. Цей напрямок електричного поля прийнято вважати нормальним, а вертикальну складову градієнта потенціалу – додатною.

Біля поверхні Землі градієнт потенціалу дорівнює в середньому 130 В/м.

Напруженість має зв'язок з густиною об'ємного заряду ρ_Q , який називається рівнянням Пуассона

$$\text{div}\vec{E} = \frac{\rho_Q}{\varepsilon\varepsilon_0} \quad (1.3)$$

або

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = \frac{\rho_Q}{\varepsilon\varepsilon_0}, \quad (1.4)$$

де $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Кл/(В·м) - електрична стала, ε - діелектрична проникність (для повітря вона близька до одиниці).

Густиною об'ємного заряду називають електричний заряд одиничного об'єму повітря. Його розмірність Кл/м³.

Електричне поле нижніх шарів атмосфери формується під дією випромінювання радіоактивних речовин. Тому найбільша густина позитивного заряду спостерігається біля земної поверхні. З висотою вона зменшується.

За визначених умов еквіпотенціальні поверхні паралельні поверхням рівня. Тому складовими поля E_x і E_y можна знехтувати й рівняння Пуассона має вид

$$\frac{\partial E_z}{\partial z} = \frac{\rho_Q}{\varepsilon\varepsilon_0}. \quad (1.5)$$

Проінтегруємо рівняння (1.5) від земної поверхні до довільної висоти z . Будемо мати

$$E_z(z) = E_z(0) + \frac{1}{\varepsilon\varepsilon_0} \int_0^z \rho_Q(z) dz, \quad (1.6)$$

де $E_z(0)$ - вертикальна складова напруженості електричного поля біля земної поверхні.

З рівняння (1.6) випливає, що коли $\rho_Q > 0$, $E_z(z) > E_z(0)$, або $-E_z(z) < -E_z(0)$. Як зазначалося вище, $E_z(0) < 0$, а тому $-E_z(0) > 0$. З цих нерівностей виходить, що вертикальна складова напруженості, з якою збігається сама напруженість, при $\rho_Q > 0$ збільшується з висотою, а по модулю – зменшується.

Як показали експерименти, в більшості випадків напруженість до висоти 500 – 700 м зменшується (а по модулю зростає) з висотою. Вище вона збільшується. При малохмарній погоді це відбувається тоді, коли спостерігається серпанок, пил або інверсія температури, верхня границя якої розташовується трохи вище мінімуму E_z .

На рис. 1.1 міститься розподіл по висотах об'ємного заряду, який відповідає означеному вертикальному профілю напруженості електричного поля, отриманий за експериментами у Санкт-Петербурзі, Ташкенті та Києві. У цьому випадку, як випливає з рис. 1.1, атмосфера поляризується: в нижній її частині розташовується негативний заряд, у верхній – позитивний. Максимум густини позитивного заряду

спостерігається на висоті біля 2 км. Середня густина негативного об'ємного заряду стовпа повітря дорівнює $11,8 \cdot 10^{-13}$ Кл/м³, а позитивного - $2,0 \cdot 10^{-13}$ Кл/м³.

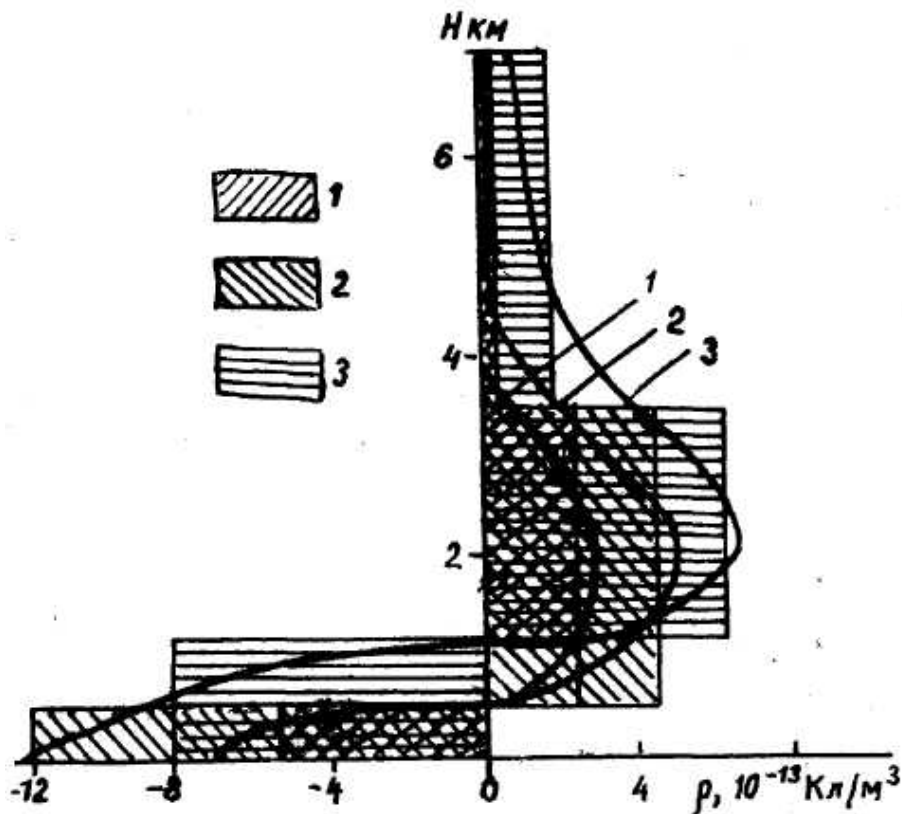


Рис. 1.1 – Розподіл об'ємного заряду вільної атмосфери за висотою (1 – Санкт-Петербург; 2 – Київ; 3 – Ташкент)

В інших випадках спостерігається експоненціальне зменшення модуля $(-E_z(z))$ напруженості з висотою, тобто

$$-E_z(z) = -E_z(0)e^{-az}. \quad (1.7)$$

Коефіцієнт a у показнику експоненти може змінюватись від одиниці до $0,4 - 0,5 \text{ км}^{-1}$.

Розподіл об'ємних зарядів встановлюється в значній мірі під впливом струменів провідності в атмосфері. Провідність λ повітря обумовлюється концентрацією та рухливістю іонів. Вона дорівнює

$$\lambda = e \left(\sum_i n_{+i} u_{+i} + \sum_j n_{-j} u_{-j} + \sum_k N_{+k} U_{+k} + \sum_m N_{-m} U_{-m} \right), \quad (1.8)$$

де e - заряд електрона, n і N , u і U - відповідно концентрації та рухливості легких і важких іонів. Легкі іони – це комплекси з декількох молекул з одним елементарним зарядом. Рухливість легких іонів має порядок $10^{-4} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Важкі іони виявляються порівняно крупними частками ($10^{-9} - 10^{-7} \text{ м}$) з одним елементарним зарядом. Їхня рухливість має порядок $10^{-7} - 10^{-8} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Важкі іони виникають, як правило, шляхом приєднання легких іонів до часток аерозолі. Тому при збільшенні в повітрі концентрації аерозольних часток збільшується й концентрація важких іонів.

Якщо порівнювати внесок легких і важких іонів у провідність атмосфери, то можна побачити, що останні два члени рівняння (1.8) малі порівняно до двох перших. Тому після осереднення можна записати

$$\lambda = e(\bar{n}_+ \bar{u}_+ + \bar{n}_- \bar{u}_-). \quad (1.9)$$

Це означає, що провідність атмосфери визначається головним чином легкими іонами.

В атмосфері за визначених вище умов тече вертикальний електричний струм, густина якого дорівнює

$$i = i_c + i_d + i_k, \quad (1.10)$$

де

$$i_c = \lambda E \quad (1.11)$$

струм провідності,

$$i_d = -k \frac{\partial \rho_Q}{\partial z} \quad (1.12)$$

струм дифузії, а k - коефіцієнт турбулентної дифузії,

$$i_k = \rho_Q w \quad (1.13)$$

струм конвекції (w - швидкість вертикального переносу об'ємного заряду конвективним потоком).

Оцінки показують, що в умовах погоди, які зазначені вище, у середньому густина струмів дифузії й конвекції має порядок 10^{-14} А/м^2 , тобто складає лише декілька процентів від густини струму провідності. Останній має порядок 10^{-12} А/м^2 .

Концентрація легких іонів в атмосфері залежить від інтенсивності іонізації молекул повітря випромінюванням радіоактивних домішок і

космічними променями. Оскільки джерелом радіоактивних домішок у повітрі є земна поверхня, то з висотою інтенсивність іонізації за рахунок цього механізму I_r зменшується. Навпаки, інтенсивність іонізації космічними променями I_c з висотою збільшується. У приземному шарі повітря на інтенсивність іонізації чинить вплив і випромінювання радіоактивних речовин ґрунту. Позначивши інтенсивність іонізації за рахунок цього механізму через I_g , можна записати рівняння балансу концентрації легких іонів в атмосфері таким чином:

$$\frac{dn}{dt} = I_r + I_c + I_g - \alpha n_+ n_- - \beta n_+ N_- - \gamma n_+ N_0, \quad (1.14)$$

де α , β , γ - відповідно коефіцієнти рекомбінації легких іонів одного знаку з легкими й важкими іонами іншого знаку й з нейтральними частками. У випадку стаціонарного стану, тобто при $\frac{dn}{dt} = 0$, маємо

$$n_+ = \frac{I_r + I_c + I_g}{\alpha n_- + \beta N_- + \gamma N_0}. \quad (1.15)$$

Аналогічну формулу можна отримати й для концентрації негативних іонів. Вимірювання показали, що у вільній атмосфері I_r та I_g мають малі значення порівняно до I_c й ними можна знехтувати. Вище пограничного шару концентрації важких іонів й нейтральних часток мають невеликі значення. Тому

$$n_+ = \frac{I_c}{\alpha n_-}, \quad (1.16)$$

$$n_- = \frac{I_c}{\alpha n_+}. \quad (1.17)$$

Інтенсивність іоноутворення у вільній атмосфері залежить не тільки від інтенсивності космічних променів, але й від густини повітря. У свою чергу, інтенсивність космічних променів залежить від широти: вона збільшується при зростанні широти. Це є результатом впливу магнітного поля Землі.

На рис. 1.2 показано розподіл інтенсивності іоноутворення з висотою, обумовленою дією космічних променів. З нього випливає, що інтенсивність іоноутворення має максимум на висоті 12-13 км.

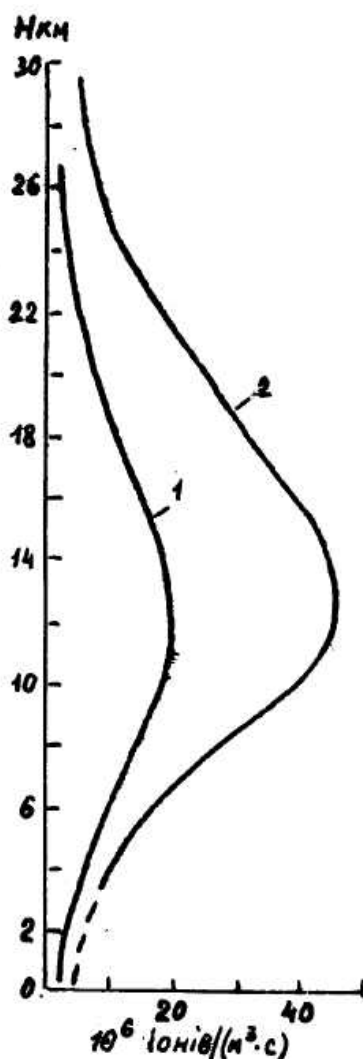


Рис. 1.2 – Розподіл інтенсивності іоноутворення за висотою
(1 – Мадрас, 3° пн.ш.; 2 – Омага, 51° пн.ш.)

2 Механізм утворення зарядів на хмарних краплях і кристалах

У процесах електризації, які можливі в хмарах, завжди приймають участь іони. Іони, що утворюються в повітря, можуть бути, як вже зазначалося, легкими чи важкими. Ті іони, які утворюються у середині води в рідкій або твердій фазах, можуть бути атомними чи молекулярними. Процеси електризації в хмарі з участю повітряних іонів відбуваються при контакті останніх з частками хмари. Крім цього, заряди на краплях і кристалах хмар або опадів можуть виникати під впливом взаємодії між ними. Але перед тим, як висвітлити особливості цих процесів, розглянемо електричні параметри води, котрі відіграють велику роль у процесах

переносу зарядів. Йдеться про електропровідність і діелектричну проникність.

Як відомо, вода й лід мають електропровідність, що у великій мірі залежить від домішок. У чистій воді електропровідність забезпечується іонами H^+ і OH^- . Вони є результатом дисоціації молекул води. Вимірювання показують, що електропровідність ретельно очищеної води дорівнює $\chi = 0,38 \cdot 10^{-5}$ см/м. Діелектрична проникність води дуже велика: в постійному електричному полі вона дорівнює $\varepsilon = 31,0$.

Дощова вода має значно більшу електропровідність, ніж дистильована. Це пояснюється тим, що в ній виявляється багато хімічних речовин (хлориди, сульфіді, нітрати, нітрити тощо). Як зазначалося в розділах, де розглядалися особливості процесів конденсації й льодоутворення в природних умовах, ці процеси відбуваються за участю ядер конденсації, більшість котрих має морську природу або виявляється продуктами горіння мінеральних речовин. Крім того, краплі або кристали вимивають домішки з атмосфери. Як показують експерименти, електропровідність дощової води коливається в межах від $5 \cdot 10^{-4}$ до $100 \cdot 10^{-4}$ см/м. Порівняння даних для чистої та дощової води показує, що електропровідність за рахунок іонів дисоціації складає лише невелику частину електропровідності за рахунок іонів дисоціації складає лише невелику частину електропровідності, обумовленої іонами домішок. Електропровідність хмарної води незначно відрізняється від електропровідності дощової води.

Електропровідність чистого льоду при температурі $0^\circ C$ дорівнює $\chi \approx 4 \cdot 10^{-7}$ см/м, тобто мало відрізняється від електропровідності чистої води. Зі змінням температури електропровідність льоду зменшується.

Перейдемо тепер до розглядання механізмів, які приводять до зарядження крапель хмар або дощу й часток льоду.

Одним з механізмів зарядження хмарних крапель є захоплення іонів. Його інтенсивність залежить від концентрації й рухливості іонів, властивостей рідини у поверхневому шарі, розмірів й швидкості падіння крапель, напруженості електричного поля тощо. При швидкостях падіння крапель, менших ніж швидкості рухів іонів у електричному полі, процес електризації краплі можна визначити диференціальним рівнянням

$$\frac{dq}{dt} = Aq^2 + Bq + C, \quad (2.1)$$

де

$$A = -\frac{\lambda_+ - \lambda_-}{48\pi\varepsilon_0^2 r_0^2 E_0}, \quad B = \frac{\lambda_+ + \lambda_-}{2\varepsilon_0}, \quad C = -\pi(\lambda_+ - \lambda_-)3E_0 r_0^2,$$

λ_+ і λ_- - полярні провідності, r_0 - радіус краплі. Розв'язок цього рівняння за умови стаціонарності заряду краплі, як можна легко показати, має вид

$$q = 12\pi\varepsilon_0 E_0 r_0^2 \left[\frac{\lambda_+ + \lambda_-}{\lambda_+ - \lambda_-} \pm \sqrt{\left(\frac{\lambda_+ + \lambda_-}{\lambda_+ - \lambda_-} \right)^2 - 1} \right]. \quad (2.2)$$

Значення квадратного кореня, як легко бачити, менше ніж першого члена у квадратних дужках. Тому знак заряду краплі залежить від співвідношення між полярними провідностями. При $\lambda_+ > \lambda_-$ заряд краплі буде позитивним, а при $\lambda_+ < \lambda_-$ - негативним.

Другим механізмом, що приводить до зарядження хмарних часток, є контакт і тертя льодяних часток.

Згідно висновку Гельмгольца, при контакті двох тіл різної хімічної природи на поверхнях стикування утворюються заряди у виді подвійного електричного шару, які при розділенні тіл можуть залишитись на них вже як вільні заряди. У цьому випадку різниця потенціалів подвійного електричного шару пропорційна контактній різниці потенціалів тіл. Ці уявлення, вірні у своїй основі, недостатні для характеристики механізму утворення зарядів при контакті хмарних елементів, оскільки процес зарядження їх при цьому залежить від багатьох факторів: крім хімічного складу тіл він залежить ще й від їх кристалічної структури, геометрії, пружності, теплового стану, молекулярних сил зчеплення, відносної швидкості й умов співудару, електропровідності й діелектричної проникності, густини оточуючого середовища й т.д. Все це пояснює той факт, що електризація відбувається й при контакті тіл однакової хімічної природи.

При контакті тіла обмінюються електронами й іонами до тих пір, доки не настає термодинамічна й електростатична рівновага, якій буде відповідати різниця потенціалів, що дорівнює контактній різниці потенціалів. Якщо розрив контакту відбувається швидко, то термодинамічна рівновага порушується, що приводить до виникнення деякої різниці потенціалів, яка залежить від загальної ємності тіл у новому положенні та зарядів, котрі виникають при контакті й не встигають стікати.

Експерименти свідчать про те, що відстань, на якій припиняється обмін зарядами між тілами з слабкою провідністю, має порядок $10^{-8} - 10^{-9}$ м. Якщо при цьому вважати, що відносна швидкість їхнього руху після контакту знаходиться в границях $10^{-1} - 10$ м/с, то на зазначену відстань тіла розійдуться за $10^{-7} - 10^{-10}$ с. Для льоду час, потрібний для стікання заряду при постійному струмі, має порядок 10^{-2} с, тобто на

багато порядків перевищує час розльоту тіл. Але при розльоті відбувається швидке змінення напруженості поля в зазорі між тілами, тобто поле не є постійним. Для високочастотних електричних полів при температурі $t \approx -10^0 \text{ C}$ можна вважати, що для льоду $\varepsilon = 31$ і $\chi = 2 \cdot 10^{-5}$ см/м. Тоді час стікання зарядів $\sim 10^{-6}$ с, що на порядок більше часу розльоту тіл. Ця оцінка показує, що для випадку співударів льодяних часток вимога, щоб заряди за час розльоту часток не встигли стекти з місця виникнення, повністю виконується.

Після роз'єднання тіл термодинамічна рівновага відновлюється у відношенні до середовища, в якому знаходиться тіло, а між поверхнями тіл устанавлюється різниця потенціалів, яка дорівнює різниці робіт виходу електронів й іонів.

У природних умовах при електризації часток у хмарах важко уявити випадки контакту льодяних часток без тертя. У такому разі умови електризації повинні дуже змінитися, оскільки при терті виникають численні, швидко проминаючі контакти часток у окремих точках зіткнення. Крім того, спостерігається руйнування поверхневого шару у цих точках. Обидва ефекти повинні приводити до електризації третьових часток. Знак та інтенсивність електризації залежить від багатьох причин: хімічного складу речовини, властивостей поверхні, механічного напруження, температури, вологості повітря тощо. Але існують два основних фактори, які обумовлюють процес електризації при контакті лід-лід: електропровідність льоду, яка забезпечується механізмом проточного переносу, і піроелектричний ефект другого порядку, який полягає в тому, що в льодяному кристалі із-за температурного градієнта з'являється дипольний момент. Він є причиною об'ємної та поверхневої поляризації. Цей ефект у комбінації з протонною провідністю дає можливість пояснити, чому різниця потенціалів залежить від різниці температур льодяних тіл за умови відсутності тертя. При цьому більш нагріте льодяне тіло придбаває негативного потенціалу відносно більш холодного. Значення різниці потенціалів залежить від швидкості розриву контакту: чим більша швидкість, тим більша різниця потенціалів.

Електризація відбувається й при замерзанні крапель води, які, як відомо, є слабкими розчинами хімічних речовин. Основну роль у цьому процесі відіграють іони домішок і, можливо, процеси у подвійному електричному шарі на границі вода-лід. Оскільки подвійний електричний шар характеризується порівняно невеликим стрибком потенціалу (частки вольту), він не може бути безпосередньо відповідальним за різниці потенціалів на границі лід-вода, які досягають $10 - 10^2$ В. Тому вважають, що причиною електризації є не молекулярні процеси на границі лід-розчин, а структурні змінення при перетворенні фаз.

Відповідно до сучасних уявлень, при температурах, близьких до точки замерзання, в рідкій воді утворюються комплекси молекул – рідкі кристали, які мають значно більші електричні моменти, ніж окрема молекула. У подвійному електричному шарі, що утворюється рідкими кристалами на границі розділу лід-розчин, стрибок потенціалу може бути значно більшим, ніж у подвійному електричному шарі розділу розчин-повітря.

На умови проникнення іонів з рідини у гратки водяних кристалів повинні також чинити вплив умови росту кристалів. Енергія, яка необхідна іону для подолання потенціального бар'єру та переходу з розчину в лід, приблизно на три порядки більша теплової енергії молекули, що виділяється при закріпленні її у льодяному кристалі. Тому зростання льодяного кристалу за рахунок приєднання молекул повинно відбуватися легше, ніж проникнення у гратки іона. Зростання кристалу дає можливість іону подолати потенціальний бар'єр, оскільки при цьому відбувається глибоке проникнення електричного поля у рідину по колу орієнтованих молекул води.

Замерзання переохолоджених крапель води може відбуватись як з поверхні, так і з середини. Якщо спочатку лід з'являється на поверхні краплі, то вона вибухає. При цьому виникають електричні заряди. Як показали експерименти, при замерзанні крапель дистильованої води радіусом 0,1-1,0 мм уламки виносять переважно негативний заряд. Він дорівнює $4 \cdot 10^{-12}$ Кл. Середній позитивний заряд уламків має значення $2 \cdot 10^{-12}$ Кл. Частота утворення позитивних і негативних зарядів приблизно однакова. При цьому позитивний заряд залишається на більшій частині краплі.

На рис. 2.1 зображається осцилограма зарядів при руйнуванні краплі, яка замерзає. Тривалість вибуху й процесу утворення заряду дорівнює декільком сотим часткам секунди, при цьому виділяються частки, які несуть як негативний, так і позитивний заряди. Позитивні заряди утворюються стрибками протягом дуже малого терміну (піки 2, 3, 4), тоді як негативні заряди нарастають відносно плавно. Вважають, що утворення позитивних зарядів обумовлено тим, що при вибуху виділяється значна частина льоду, яка виносить з собою великий негативний заряд. Потім відбувається викидання частини води у виді струмка краплин, що несуть позитивні заряди. Тривалість цього процесу дещо перевищує тривалість першого процесу. Безпосередньо перед моментом вибуху краплі й утворення основного заряду спостерігається утворення невеликого позитивного заряду (пік 1). Причиною цього ефекту є дрібнесенькі льодяні уламки, які вириваються з поверхні замерзаючої краплі до моменту вибуху й виносять негативні заряди.

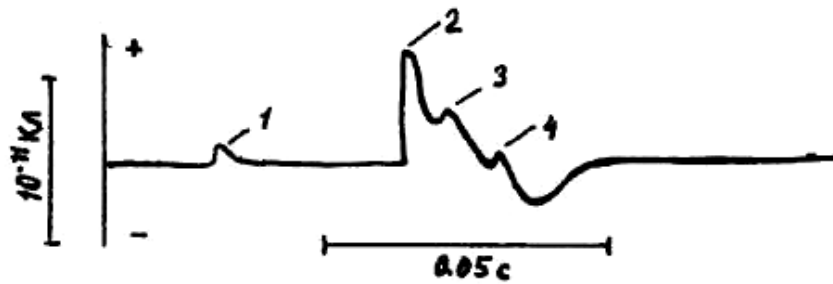


Рис. 2.1 – Осцилограма утворення зарядів при руйнуванні замерзаючої краплі (за Качуріним Л.Г. і Бекряєвим В.І.)

Вище були розглянуті механізми електризації при співударах льодяних часток одна з одною, льодяних часток з переохолодженими краплями й при руйнуванні замерзаючих крапель. Перший з них може мати місце тільки у верхніх частинах наковалень купчасто-дощових хмар. Другий та третій можуть спостерігатись в областях як сухого (сублімація), так і мокрого (замерзання) зростання льодяних часток. Але особливо часто в нижній частині області сухого росту та у верхній частині області мокрого росту повинен відбуватись співудар крупних льодяних часток (граду, льодяної крупи) з сумішшю льодяних кристалів і переохолоджених крапель, які утримуються там у великих концентраціях. При таких співударах процес електризації повинен бути дуже складним, оскільки одночасово може відбуватись електризація при контактах льодяних часток між собою і з переохолодженими й електризація при руйнуванні крапель на поверхні крупних льодяних часток.

При різьному надходженні переохолоджених крапель й льодяних кристаликів на льодяну поверхню можливим є такий процес. Коли на льодяну поверхню попадає переохолоджена краплина, відбувається її швидка кристалізація з виділенням тепла, яке нагріває її до 0°C . Якщо в цей момент на поверхню краплі, що замерзає, попаде льодяна частка, то між ними відбувається тісний контакт. Частина заряду, який виникає при замерзанні краплі, поступає на цю льодяну частку і вона тим більша, чим більша ємність, тобто розміри частки. Якщо контакт є тимчасовим, то частка виносить з собою зазначений заряд. Оскільки лід відносно води має позитивний потенціал, ця частка також повинна заряджатися позитивно, а льодяна поверхня – негативно. Якщо припустити, що контактна різниця потенціалу вода – лід дорівнює 1 В, а частка льоду сферична з радіусом 10 мкм, то вона повинна винести заряд порядку 10^{-15} Кл, а при радіусі 100 мкм - 10^{-14} Кл.

Зазначений механізм одночасного співудару переохолоджених крапель і часток льоду з льодяною поверхнею є комплексним. Можна припустити, що основну роль тут відіграє активізація протонів під впливом

градієнта температури, механічної енергії та процесів, які спостерігаються на границі вода-лід при кристалізації.

Окрім розглянутих ефектів, на зарядження крапель впливає балоелектричний ефект. Під балоелектричний ефектом розуміють електризацію при руйнуванні води. Цей процес може виникати в атмосферних умовах при співударах крапель одна з одною, при спонтанному руйнуванні крупних крапель, при співударах крапель з ґрунтом й водною поверхнею, при таненні градин й вириванні з них бульбашок повітря, при вириванні повітряних бульбашок з водної поверхні, при співударах градин і льодяної крупи з крупними краплями, при таненні градин й відриванні від них крапель. Як гіпотеза, розглядається можливість індукційних механізмів електризації, тобто електризації крапель і кристалів у середовищі повітряних іонів, яка обумовлена струмами під впливом зовнішнього електричного поля, а також електризація, що може відбуватись лише в сильних електричних полях при виникненні коронного розряду й стіканні зарядів з часток.

3 Електрична структура грозової хмари

Існує велика кількість гіпотез про формування електричної структури грозової хмари. Але загально прийнятої теорії цього складного явища ще не розроблено. Найбільше визнання має схема будови грозової хмари, яка була запропонована Сімпсоном та Робінсоном, а потім уточнена Байерсом, Брейамом, Пірсом й іншими. На рис. 3.1 наводиться схема електричної структури грозової хмари, що побудована на основі узагальнення багаторічних експериментальних досліджень. Відповідно до цієї схеми у верхній частині хмари, яка розташовується вище ізотерми -12°C , переважають додатні заряди, що виникають на льодяних частках. У нижній частині хмари зосереджуються головним чином від'ємні заряди.

Такий розподіл об'ємних зарядів найбільш крупного масштабу обумовлюється впливом різних процесів електризації. Але треба мати на увазі, що в хмарах одночасно спостерігаються процеси, сприяючі та перешкоджаючі накопиченню зарядів на хмарних частках й просторовому розділенню значних об'ємів часток, які мають заряди одного знаку.

Мейсон на основі того, що велику інтенсивність має електризація, обумовлена осадженням переохолоджених краплин на поверхні градин і крупи, побудував теорію утворення об'ємних зарядів у грозовій хмарі. Враховуючи такі фактори, як розподіл крупи за розмірами, змінювання швидкості висхідних потоків повітря з висотою, струм стікання, обумовлений провідністю повітря й струмом з вістер під грозовою хмарою, він отримав рівняння для швидкості накопичення зарядів і змінення напруженості електричного поля.

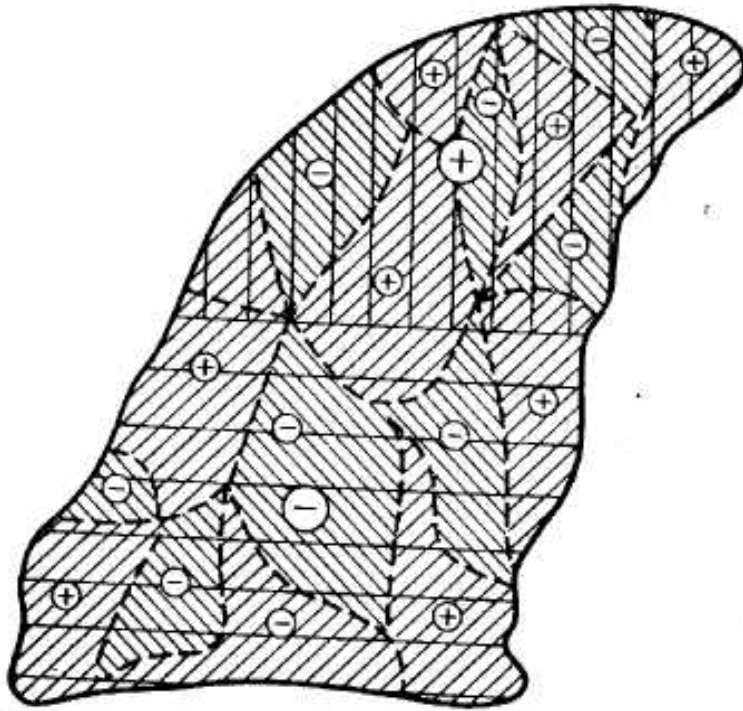


Рис. 3.1 – Електрична структура грозової хмари

Повна швидкість утворення зарядів q між рівнями z_0 і z у грозовій хмарі за означених умов дорівнює

$$\frac{dq}{dz} = Aq_r \int_{z_0}^z F_d(z) n(z) dz, \quad (3.1)$$

де A - середня площа поперечного перерізу висхідного потоку, q_r - середній заряд, що утворюється при замерзанні краплі радіусом $r = 25$ мкм (це значення вибиралось тому, що краплі менших розмірів при замерзанні дають невелику кількість льодяних уламків); z_0 - деякий початковий рівень; величина $F_d(z)$ - об'єм, що «вимітається» сухими градинами і крупою на рівні z за одиницю часу:

$$F_d(z) = \int_0^{R_{kp}(z)} \pi R^2 v(R, z) f(R) dR. \quad (3.2)$$

У формулі (3.2) $R_{kp}(z)$ - критичний радіус градини, при якому відбувається її зволоження на рівні z ; $v(R, z)$ - швидкість падіння градини, $f(R)$ - щільність розподілу градин і крупи за розмірами. Остання величина може бути визначеною таким рівнянням:

$$f(R) = N_0 \exp(-10^2 l \cdot R), \quad (3.3)$$

де N_0 і l - параметри розподілу.

У формулі (3.1) $n(z)$ - щільність розподілу переохолоджених крапель з $r > 25$ мкм. Вона апроксимується рівнянням:

$$n(z) = n_0 \exp\left(-10^6 \int_{z_0}^z \frac{F(z)}{u(z)} dz\right), \quad (3.4)$$

де n_0 - концентрація крапель на рівні z_0 ; $u(z)$ - швидкість висхідного потоку на висоті z , $F(z)$ - об'єм захоплення крапель градинами всього спектру. Якщо підставити до рівняння (3.1) формули (3.2)-(3.4) то отримаємо:

$$\frac{dq}{dq} = \pi A q_r n_0 N_0 \int_{z_0}^z \int_0^{R_{кр}(z)} R^2 \nu(R, z) \exp\left[-10^2 l \cdot R - 10^6 \int_{z_0}^z \frac{F(z)}{u(z)} dz\right] dR dz. \quad (3.5)$$

Мейсон, враховуючи вимогу, щоб в грозовій ячейці за 20 хвилин генерувалося біля 1000 Кл, й вважаючи, що $\frac{dq}{dt} = 1A$, для $A = 10$ м (середній радіус ячейки 3 км) й $q_r = 1,3 \cdot 10^{-15}$ Кл при швидкості висхідного руху, що визначається формулою $u(z) = 5(z-1)$, де z - у кілометрах, й приймаючи водність $3 \cdot 10^{-3}$ Кг/м³, за допомогою формули (3.5) отримав $n_0 = 5 \cdot 10^6$ м⁻³. Як показали дослідження мікрофізичної структури купчасто-дошових хмар, така концентрація переохолоджених крапель є правдоподібною.

Крім того, Мейсон показав, що швидкість зростання напруженості електричного поля у результаті макророзділення зарядів на градинах й льодяних уламках можна визначити рівнянням

$$\frac{d^2 E}{dt^2} + \beta \frac{dE}{dt} = -\frac{3}{n \varepsilon_0} n q_r \frac{P \bar{v}}{\rho_l \bar{R}}, \quad (3.6)$$

де β - коефіцієнт, пропорційний струму витoku за рахунок струмів з вістер під хмарою й струмів провідності повітря; P - інтенсивність опадів; ρ_l - середня густина льодяних часток; \bar{v} і \bar{R} - середні значення швидкості падіння й радіуса градин відповідно.

Якщо припустити, що інтенсивність опадів змінюється за законом

$$P = P_{\max} (1 - e^{-\alpha t}), \quad (3.7)$$

де P_{\max} - максимальна інтенсивність, α - деяка постійна величина, то

$$\frac{d^2 E}{dt^2} + \beta \frac{dE}{dt} = \delta (1 - e^{-\alpha t}) \quad (3.8)$$

при

$$\delta = -\frac{3}{4\epsilon_0} \frac{\bar{v}}{\bar{R}\rho_L} n q_r P_{\max} \quad (3.9)$$

Для початкових умов $E = 0$ і $\frac{dE}{dt} = 0$ при $t = 0$ розв'язок диференціального рівняння (3.8) має вид:

$$E = \delta \left[\frac{t}{\beta} - \frac{\alpha + \beta}{\alpha\beta^2} + \frac{1}{\beta - \alpha} \left(\frac{e^{-\alpha t}}{\alpha} - \frac{\alpha}{\beta^2} e^{-\beta t} \right) \right] \quad (3.10)$$

Вважаючи, що $\lambda = 0,2 \cdot 10^{-13}$ см/м; $\beta = 4\pi \cdot 2,2 \cdot 10^{-13}$ см/м; $P_{\max} = 50$ мм/годину; $n = n_0 = 5 \cdot 10^6$ м⁻³; $\frac{\bar{v}}{\bar{R}\rho_L} = 5 \cdot 10^{12}$ кг⁻¹ · с⁻¹ · м³;

$\alpha = 1,67 \cdot 10^{-3}$ с⁻¹; $q_r = 1,3 \cdot 10^{-15}$ Кл, Мейсон отримав, що через 10 хвилин $E = 3,15 \cdot 10^5$ В/м, а через 15 хвилин $E = 6,4 \cdot 10^5$ В/м.

Таким чином, під впливом вертикальних рухів відбувається розділення зарядів у хмарі з переваженням додатних у верхній частині і від'ємних у нижній, тобто зарядів першого масштабу з напруженістю, яка має порядок 10^5 В/м.

Більш високі значення напруженості, що мають порядок 10^6 В/м, необхідні для виникнення блискавок, утворюються під впливом турбулентності. Турбулентність відіграє подвійну роль. По-перше, при посиленні дрібномасштабної турбулентності зростає струм провідності, що зменшує напруженість електричного поля першого масштабу, тобто по хмарі у цілому. По-друге, досить великі турбулентні об'єми, відриваючись від загального потоку й наближаючись з такими ж великими об'ємами, що утримують заряди протилежного знаку, збільшують напруженість поля. Неоднорідність електричного поля меншого (другого) масштабу, що породжується макромасштабною турбулентністю, спроможна збільшити напруженість електричного поля до зазначених вище критичних значень, результатом чого є виникнення електричних розрядів у середині хмари, між сусідніми хмарами, та між хмарою та земною поверхнею.

4 Виникнення блискавок у грозових хмарах

У самій нижній частині хмари, як видно на рис. 3.1, переважають об'єми другого масштабу з надлишком позитивних зарядів. Цьому сприяє перенос позитивних іонів конвективними потоками з приземного шару атмосфери, а також випаровування й розбризкування крупних крапель дощу під хмарою. Саме між нижньою позитивною зарядженою й середньою негативно зарядженою частинами грозової хмари найбільш часто напруженість електричного поля перевищує критичне, або пробійне значення, при якому відбувається іскровий пробій шару повітря. Критичне значення напруженості знаходиться у границях $3 \cdot 10^5 \dots 6 \cdot 10^5$ В/м. Сила струменю при іскровому розряді різко збільшується за рахунок іонізації повітря протягом усього шляху розряду. Існує декілька стадій розвинення блискавки. На першій стадії іскровий розряд складається з великої кількості окремих розрядів, які називаються стримерами. Розряд на земну поверхню починається з об'єднання декількох стримерів у східчастий лідер, який формує сильно іонізований канал на шляху від хмари до земної поверхні. Коли східчастий лідер досягає поверхні Землі, виникає зворотній імпульс який характеризується переносом позитивного заряду вгору по іонізованому каналу. Східчастий лідер рухається з швидкістю близько 150 км/с окремими стрибками по звивистому шляху. Тривалість імпульсів й пауз – 50-100 мкс, довжина східців – близько 50 м.

Розрядна напруженість електричного поля, яка відіграє роль початкової для розвитку наступного розряду, знаходиться у межах $2 \cdot 10^4 \dots 4 \cdot 10^4$ В/м. Термін, необхідний для виникнення наступного розряду, дорівнює 100-300 с.

Двохзарядну електричну структуру першого масштабу в купчасто-дощовій хмарі з осередками позитивних зарядів другого масштабу в нижній частині хмари називають грозовою ячейкою. Розвинута купчасто-дощова хмара, як правило, складається з декількох грозових ячеек, які перебувають на різних стадіях розвитку. Повний термін життя ячейки дорівнює 20-30 хвилин.

Іскрові розряди, що спостерігаються в атмосфері й називаються блискавками, розділяють на лінійні, плоскі, кульові й чоточні.

Лінійні блискавки при розряді на поверхню Землі мають середню довжину декілька кілометрів, діаметр каналу 15-20 см. Сила струменю змінюється в широких границях. Максимальні значення досягають декількох кілоамперів, а загальна кількість електрики блискавки за один розряд – 20-30 Кл. Тривалість блискавки у середньому дорівнює 0,2 с, а максимальне значення її – майже 1,5 с. Потужність блискавки може досягати мільйонів кіловат, проте енергія розряду порівняно невелика (її

було б досить для живлення лише однієї електричної лампи у 150 Вт протягом 1 години). При розряді температура в іонізованому каналі зростає до 15000 – 20000 К, що приводить до виникнення ударної хвилі, яка дуже швидко вироджується в звукову хвилю. Остання і сприймається як грім. Частота коливання цієї хвилі близька до 20 Гц, а швидкість поширення її визначається формулою

$$c = 20,1\sqrt{T_v}, \quad (4.1)$$

де T_v - віртуальна температура. При $T_v = 273$ К, $c = 331,8$ м/с.

Радіус чутності грому досягає 15-20 км.

Всі наступні імпульси струменю, число яких може бути 3-5, поширюються по каналах, що готуються лідерами. Всі лідери, які проходять по сформованому каналу, рухаються з більшими швидкостями, ніж перший, котрий будує канал. Їхня швидкість досягає $10^4 - 10^5$ км/с. Імпульси струменю нейтралізують від'ємний заряд лідера і поширюються на все більшу товщину хмари, виснажуючи її електричний заряд.

Плоска блискавка є сумарним ефектом великої кількості коронних розрядів на хмарних частках. Вона приводить до червонуватого безшумного світання значної товщі грозової хмари.

Кульові блискавка відносяться до маловивчених явищ природи. Біля земної поверхні вони мають діаметр 10-15 см. Тривалість їх існування від часток секунди до декількох хвилин, швидкість руху – декілька метрів за секунду. Колір кульових блискавок білий або червонуватий. Існує декілька гіпотез щодо природи кульових блискавок, але теорія цього цікавого явища ще не розроблена. Чоточні блискавки це декілька десятків утворень кульовидної форми, які розташовуються уздовж каналу лінійної блискавки на відстані близько 1 м один від одного. Вони мають діаметр декілька сантиметрів й тривалість близько 1с.

АТМОСФЕРНА АКУСТИКА

1 Швидкість звуку в атмосфері

Звук уявляє собою пружні коливання середовища, у якому він поширюється. У початковому стані цього середовища пружні сили відсутні, а саме середовище розглядається як середовище з рівномірним гідростатичним тиском p_0 . У такому середовищі розвиваються лише повздовжні хвилі. Вони розглядаються як пружні деформації об'єму середовища $p - p_0 = \delta p$. При стиску $\delta p > 0$, а при розширенні $\delta p < 0$. Будемо вважати, що коливання функцій, визначаючих стан середовища (при нашому розгляданні – це повітря) малі, у тому числі й коливання тиску δp . При таких умовах хвильове рівняння для нерухомої атмосфери, у відсутності об'ємних сил має вид:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = c^2 \nabla^2 V, \quad (1.1)$$

де V - деформація об'єму

$$V \approx \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}, \quad (1.2)$$

∇^2 - оператор Лапласа,

u, v, w - складові швидкості переміщення часток повітря по осях координат,

c - швидкість поширення коливань, тобто фазова швидкість звукової хвилі.

При пружній деформації об'єму змінення тиску δp приводить до змінення густини повітря $\delta \rho$. Ясно, що чим менше $\delta \rho$, тим швидше буде поширюватися хвиля, тобто тим більшою буде її швидкість.

Це співвідношення можна записати таким чином

$$\delta p = c^2 \delta \rho, \quad (1.3)$$

звідки

$$c = \sqrt{\frac{\delta p}{\delta \rho}} \quad (1.4)$$

Оскільки величини δp і $\delta \rho$ - досить малі, то у першому наближенні їх можна замінити диференціалами. Тоді

$$c = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}} \quad (1.5)$$

Як зазначалося у розділі «Термодинаміка атмосфери» змінення тиску призводить до змінення внутрішньої енергії об'єму повітря. Тобто ми маємо діло з термодинамічним процесом. Будь-який термодинамічний процес характеризується рівнянням політропи

$$a = pV^k = \text{const}, \quad (1.6)$$

де V - питомий об'єм повітря, k - показник політропи.

Оскільки питомий об'єм обернено пропорційний густині повітря, то із (1.6) маємо

$$\frac{dp}{d\rho} = ak\rho^{k-1} = \frac{p}{\rho^k} k\rho^{k-1} = k \frac{p}{\rho} \quad (1.7)$$

Отже, із (1.5) і (1.7) отримаємо

$$c = \sqrt{k \frac{p}{\rho}} \quad (1.8)$$

Розглянемо два випадки.

1) Коливання відбуваються дуже повільно, так що між місцем стиску і розрядження повітря температура встигає вирівнятися. Таким чином, температуру повітря можна вважати постійною, термодинамічний процес протікає ізотермічно. У цьому випадку, як було показано у розділі «Термодинаміка атмосфери», $k = 1$ і

$$c = \sqrt{\frac{p}{\rho}} \quad (1.9)$$

Якщо застосувати рівняння стану сухого повітря, $\rho = \frac{p}{R_c T}$, то отримаємо

$$c = \sqrt{R_c T} \quad (1.10)$$

Ця формула була отримана Ньютоном. При нормальних тиску ($p = 1013$ гПа) і температурі ($T = 273$ К) формула (1.10) дає $c = 280$ м/с. Це значно менше, ніж значення швидкості звуку, отримані по спостереженнях.

2) Коливання поширюються дуже швидко, а температура змінюється за рахунок зміни об'єму проти сил тиску.

Термодинамічний процес є адіабатичним. Показник політропи при цьому дорівнює

$$k = \kappa = \frac{c_p}{c_v} = 1,40 \quad (1.11)$$

Таким чином,

$$c = \sqrt{\kappa \frac{p}{\rho}}, \quad (1.12)$$

або

$$c = \sqrt{\kappa R_c T} \quad (1.13)$$

ця формула називається формулою Лапласа. При зазначених вище параметрах атмосфери вона дає $c = 331,8 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$, що відповідає результатам вимірювань.

Як відомо, питома газова стала R_c , яка входить до формули (1.13), пов'язана з універсальною газовою сталою R^* співвідношенням

$$R_c = \frac{R^*}{\mu}, \quad (1.14)$$

де μ - молярна маса газу. Ураховуючи це, маємо

$$c = \sqrt{\kappa \frac{R^*}{\mu} T} \quad (1.15)$$

Звідси випливає, що швидкість звуку залежить від природи газу і його температури.

2 Залежність швидкості звуку від вологості повітря й швидкості вітру

У реальній атмосфері повітря є вологим. Тому треба розглянути який вплив на швидкість звуку чинить вологість. Як добре відомо, від вологості повітря залежить його густина: густина вологого повітря менша ніж сухого. У цьому випадку рівняння стану має вид

$$p = \rho R_c T_v, \quad (2.1)$$

де

$$T_v = T(1 + 0,608 s) \quad (2.2)$$

віртуальна температура, а s - масова частка водяної пари. Тому із формули (1.12) маємо

$$c = \sqrt{\alpha R_c T_v} \quad (2.3)$$

Якщо до формули (2.3) підставити значення α і R_c , то отримаємо для швидкості звуку у нерухомому повітрі таку формулу:

$$c = 20,08\sqrt{T_v} \quad (2.4)$$

Фазова швидкість c звукової хвилі є швидкість її відносно нерухомої атмосфери. Але атмосфера – рухоме середовище. Нехай швидкість вітру дорівнює u_0 , а напрямок вітру збігається з віссю Sx , де S - початкове положення джерела звуку (рис. 2.1). За час t джерело звуку S пересунеться на деяку відстань. Нехай це буде точка S_1 . Тоді, очевидно, точка M_1 на звуковій хвилі у вихідний момент часу через час t займе положення M . До спостерігача, що розташовується в точці M , звук, як йому здається, приходить з точки S_1 , а не з точки S . У дійсності він приходить з точки S . Очевидно

$$SM = NM + NS = S_1M \cos \gamma + SS_1 \cos \omega \quad (2.5)$$

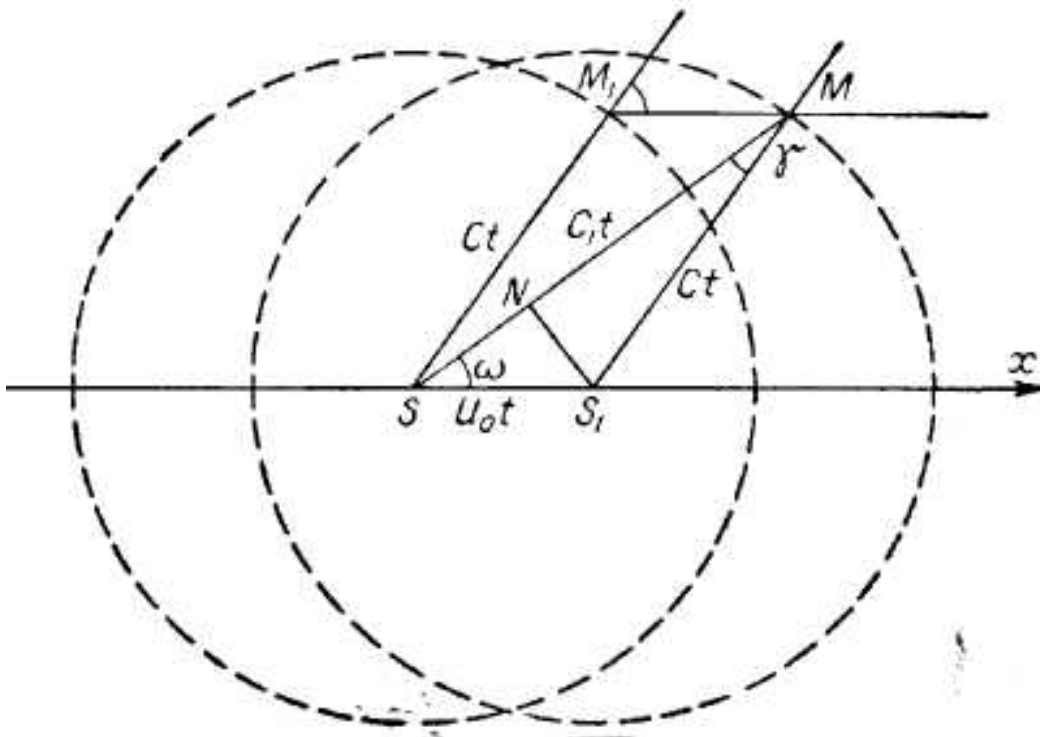


Рис. 2.1 – Розповсюдження у горизонтальній площині звукової хвилі, що спричинена джерелом звуку, розташованим у точці S

Очевидно,

$$S_1M = SM_1 = ct; SS_1 = u_0t, \text{ а } SM_1 = c_1t, \quad (2.6)$$

де c_1 - швидкість звуку з урахуванням швидкості вітру. Підставляючи ці результати в рівняння (2.5), після скорочення на t і урахуваючи, що кут γ малий і $\cos \gamma \approx 1$, маємо

$$c_1 = c + u_0 \cos \omega \quad (2.7)$$

Отже, швидкість звуку c_1 у присутності вітру залежить від напрямку поширення звуку відносно напрямку вітру. Вона буде мати найбільше значення у напрямку вітру й найменшого у протилежному напрямку.

3 Траєкторія звукового променя у атмосфері

Як у вертикальному, так і у горизонтальному напрямках швидкість звуку, яка залежить від температури, вологості повітря й швидкості вітру, у різних частинах атмосфери є різною. Будемо розглядати поширення звуку тільки по вертикалі. У цьому випадку швидкість звуку є функцією тільки висоти. Використаємо співвідношення геометричної оптики. Враховуючи, що атмосфера є неоднорідне середовище, розділимо атмосферу на ряд шарів скінченої товщини, у кожному з яких будемо вважати швидкість звуку постійною.

Промінь, проходячи скрізь шар з різною густиною повітря при переході від одного шару до іншого буде заломлюватися. Позначаючи через $i_1, i_2, i_3 \dots$ кути падіння, а через r_1, r_2, r_3, \dots кути заломлення, будемо мати (рис.3.1)

$$\frac{\sin i_1}{\sin r_1} = \frac{c_1}{c_2}; \quad \frac{\sin i_2}{\sin r_2} = \frac{c_2}{c_3}; \quad \frac{\sin i_3}{\sin r_3} = \frac{c_3}{c_4} \dots \quad (3.1)$$

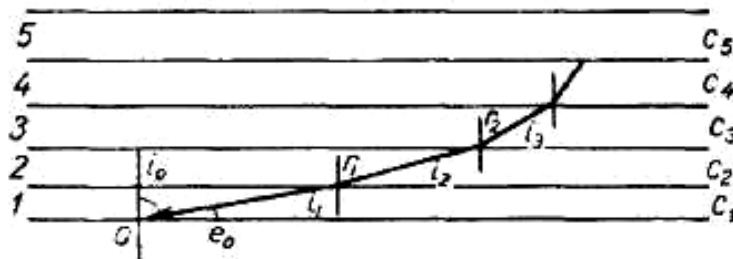


Рис. 3.1 – До виводу рівняння траєкторії звукового променя в рівномірно неоднорідному середовищі

Але $n_1 = i_2$; $n_2 = i_3$ і т.д. Ураховуючи це, отримаємо

$$\frac{\sin i_1}{c_1} = \frac{\sin i_2}{c_2} = \dots = \frac{\sin i_e}{c_e} = k, \quad (3.2)$$

або

$$\frac{\sin i}{c} = k \quad (3.3)$$

При зменшенні густини атмосфери, як було показано вище, швидкість звуку збільшується, отже збільшується і кут i . Це означає, що при нормальному розподіленні параметрів повітря звуковий промінь відхиляється у верх.

Розглянемо темпер рівняння траєкторії звукового променя. Як виходить з рис. 3.2, у диференційній формі

$$\frac{dx}{dz} = \operatorname{tgi} = \frac{\sin i}{\cos i}, \quad (3.4)$$

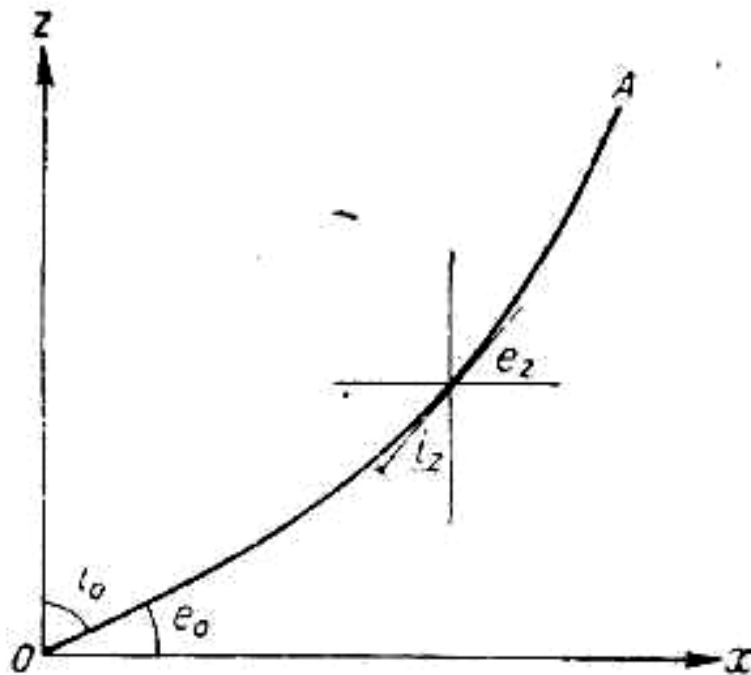


Рис. 3.2 – Траєкторія звукового променя

Перейдемо по формулі зведення від $\cos i$ до $\sin i$.

Отримаємо

$$\frac{dx}{dz} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1 - \sin^2 i}{\sin i}}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\sin^2 i} - 1}} \quad (3.5)$$

Але

$$\frac{\sin i}{\sin i_0} = \frac{c}{c_0},$$

або

$$\sin i = \frac{c}{c_0} \sin i_0, \quad (3.6)$$

Звідси, якщо використати формулу (1.10),

$$\sin i = \sqrt{\frac{T}{T_0} \sin^2 i_0} \quad (3.7)$$

Будемо вважати, що температура змінюється з висотою за лінійним законом

$$T = T_0 - \gamma z \quad (3.8)$$

Тоді маємо

$$\sin i = \sqrt{\left(1 - \frac{\gamma z}{T_0}\right) \sin^2 i_0} = \sqrt{1 - \frac{\gamma z}{T_0}} \sin i_0 \quad (3.9)$$

Таким чином,

$$\frac{dx}{dz} = \frac{1}{\sqrt{\left(1 - \frac{\gamma z}{T_0}\right) \sin^2 i_0} - 1} \quad (3.10)$$

Інтеграл цього диференціального рівняння є циклоїдою.

Рівняння (3.10) можна спростити. Дійсно, величина $\frac{\gamma z}{T_0}$ - є величиною малою. Тоді

$$\frac{1}{1 - \frac{\gamma z}{T_0}} = \frac{1 + \frac{\gamma z}{T_0}}{1 - \left(\frac{\gamma z}{T_0}\right)^2} = 1 + \frac{\gamma z}{T_0}$$

Нехтуючи, крім того $\sin^2 i_0$, маємо

$$\frac{dx}{dz} = \frac{1}{\sqrt{\frac{\gamma z}{T_0}}}. \quad (3.11)$$

або після розділення змінних

$$dx = \sqrt{\frac{T_0}{\gamma}} \cdot z^{-1/2} dz \quad (3.12)$$

Інтегрування цього рівняння дає

$$x = 2\sqrt{\frac{T_0 z}{\gamma}} \quad (3.13)$$

або

$$z = \frac{4\gamma}{T_0} x^2. \quad (3.14)$$

Очевидно, рівняння (3.14) є параболою. З нього випливає, що траєкторія звукового променя залежить від вертикального градієнта температури γ . Видно, що коли $\gamma > 0$, тобто температура з висотою зменшується, параметр параболи

$$p = \frac{2\gamma}{T_0} > 0 \quad (3.15)$$

і звукові промені мають напрямок випуклістю донизу. Навпаки, коли спостерігається інверсія температури ($\gamma < 0$), параметр параболи $p < 0$, і звукові промені направлені випуклістю уверх.

Розглянемо тепер випадок, коли джерело звуку S розташовується на деякій висоті h над землею поверхнею.

Нехай, припустимо, температура з висотою зменшується. Як відомо, це звичайне розподілення температури у тропосфері. У цьому випадку $\gamma > 0$, і параметр параболи має такий же знак ($p > 0$). Звукові промені, що поширюються із джерела звуку S , повернуті випуклістю донизу, тобто до земної поверхні. Вони будуть доходити до земної поверхні тільки у межах кола з радіусом l (рис. 3.3а)

$$l = 2\sqrt{\frac{T_0 h}{\gamma}} \quad (3.16)$$

Цей радіус дорівнює відстані від точки O , проекції точки S на земну поверхню – до точки A , де деякий граничний промінь буде торкатися земної поверхні. Далі відстані l ні єдиний звуковий промінь, який виходить із джерела звуку S , досягати земної поверхні не буде. Тобто на відстанях $x > l$ буде розташовуватися зона звукової тіні. Якщо спостерігач знаходиться у точці B і буде підніматися уверх, то у точці C , що розташовується на границі звукової тіні, й вище цієї точки спостерігач знову буде чути звук. Розглянемо тепер випадок, коли спостерігається

інверсія температури ($\gamma < 0$). Як видно з рівняння (3.15), параметр параболи $p < 0$ і звукові промені будуть мати випуклість уверх. Отже звукова тінь у цьому випадку буде відсутньою (рис. 3.3б). На рис. 3.3в міститься зображення звукового променя у разі, коли інверсія температури розташовується на деякій висоті. Як видно, цей випадок характеризується утворенням зони звукової тіні і зони аномальної (зовнішньої) чутності. Рис. 3.3г відбиває випадок наявності приземної інверсії.

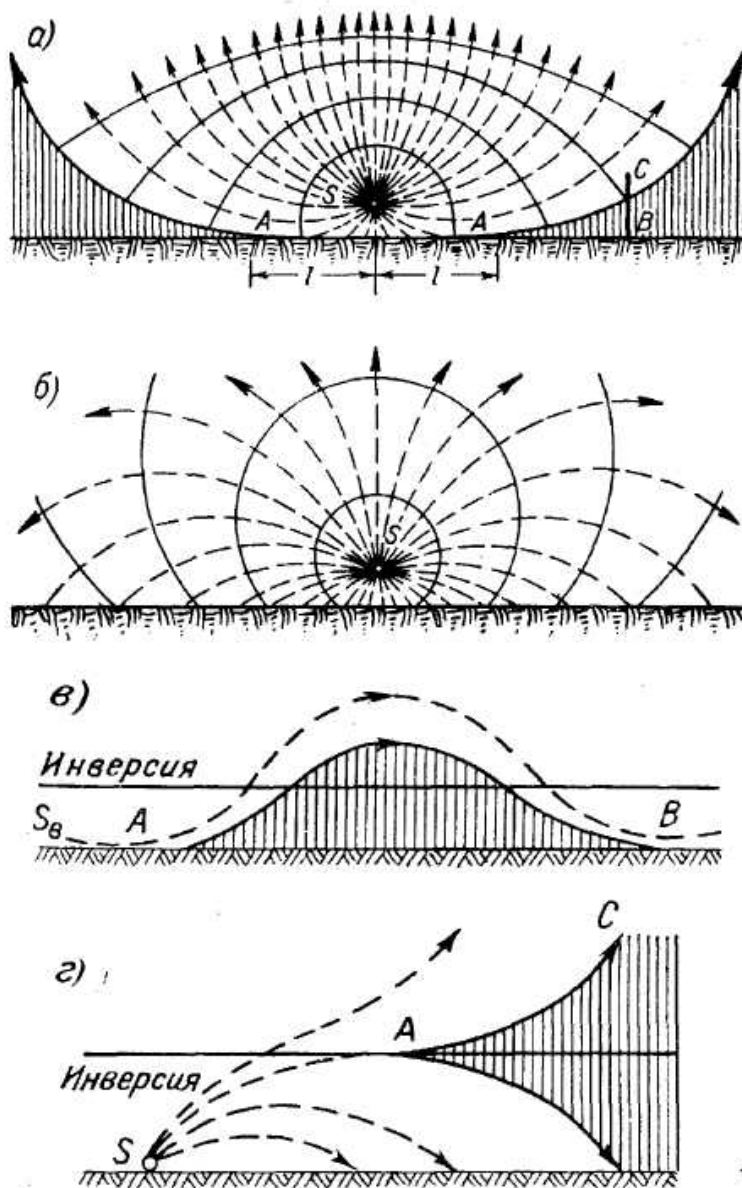


Рис. 3.3 – Скривлення акустичних променів

- а – при зниженні температури з висотою;
- б – при підвищенні температури з висотою;
- в – при інверсії у вільній атмосфері;
- г – при присутності приземної інверсії

Як зазначалося вище, на швидкість звуку чинить вплив вітер. Від того, як вітер змінюється з висотою залежить характер його впливу на форму звукового променя. Припустимо спочатку, що температура повітря з висотою не змінюється, а вітер відсутній. Тоді звуковий промінь мав би форму прямої лінії SA (рис. 3.4). При наявності вітру з постійною швидкістю за висотою він мав би вигляд прямої SB . Якщо швидкість вітру з висотою зростає, то промінь буде мати вид кривої SB_1 , а при зменшенні його з висотою – вид кривої SB_2 оскільки у середньому швидкість вітру з висотою збільшується, то у більшості випадків звук за напрямком вітру поширюється на більші відстані, ніж у протилежному напрямку.

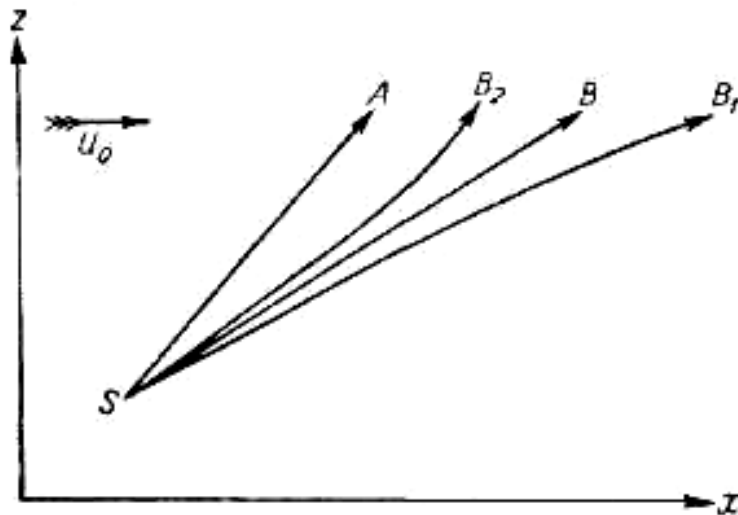


Рис. 3.4 – Траекторія звукового променя у вертикальній площині, що співпадає з напрямом вітру, при ізотермії

Вище вже йшлося про те, що утворення звукових хвиль є адиабатичним термодинамічним процесом, у якому має місце послідовність стисків і розряджень. Зони стисків мають більш високу температуру ніж зони розряджень. Теплопровідність повітря намагається ліквідувати ці різниці температур. При цьому охолодження теплих областей і нагрівання холодних вирівнює температурну різницю між ними і, таким чином, приводить до затухання коливань. Оскільки градієнти температури, які визначають потоки тепла, збільшуються зі зменшенням довжини хвилі, тобто зі збільшенням частоти, а відстань, на яку переводиться тепло, зменшується, то затухання повинно збільшуватися пропорційно квадрату частоти. До ефекту вирівнювання швидкостей у різних частинах хвилі

призводить і в'язкість повітря. Швидкість затухання звуку в повітрі характеризується коефіцієнтом затухання K . Він має такий вид:

$$K = \frac{\omega^2}{4\pi\rho c^3} \left[\frac{4\eta}{3} + \lambda_g \frac{c_p - c_v}{c_p} \right], \quad (3.17)$$

де ω - частота звуку;
 c - швидкість звуку;
 η - динамічна в'язкість повітря;
 λ_g - коефіцієнт теплопровідності;
 c_p і c_v - питомі теплоємності при постійному тиску і об'ємі відповідно.

Перший член у дужках характеризує вплив в'язкості, а другий член – теплопровідності повітря на затухання звуку. Згідно з формулою (3.17) затухання повинно зростати у верхній атмосфері обернено пропорційно густині повітря ρ . Розрахунки показують, що у ізотермічній атмосфері з температурою $t = -45^\circ C$ навіть дуже низькі звуки з довжиною хвилі $\lambda = 20$ м на висоті 50 км затухають на 1% на 1 км шляху, а на висоті 95 км – вже на 99,9% на 1 км шляху. У термосфері тому загасають усі звукові хвилі.

У нижній атмосфері найбільш слабо затухають інфразвукові хвилі, менші 20 Гц, які не сприймаються чоловічим вухом. Вони можуть поширюватися майже без затухання на тисячі кілометрів.

ЛИТЕРАТУРА

- Баранов А.М. Облака и безопасность полетов. – Л.; Гидрометеиздат, 1983, - 213с.
- Боровиков А.М. Физика облаков. – Л. Гидрометеиздат, 1961. – 460с.
и др.
- Буйков М.В. Численное моделирование облаков слоистых форм. Обзор. – Обнинск; 1978, - 62с.
- Бурман Э.А. Местные ветры. – Л.: Гидрометеиздат, 1969, - 338с.
- Бызова Н.Л., Иванов В.Н., Гаргер Е.К. Турбулентность в пограничном слое атмосферы. – Л.; Гидрометеиздат, 1989. – 263с.
- Волощук В.М., Седунов Ю.С. Процессы коагуляции в дисперсных системах. – Л.: Гидрометеиздат, 1975. – 320с.
- Волощук В.М. Кинетическая теория коагуляции. – Л.: Гидрометеиздат, 1984. – 284с.
- Воробьев В.И., Фадеев В.С. Характеристика облачного покрова северного полушария по данным метеорологических спутников. – Л.: Гидрометеиздат; 1981. – 171с.
- Вульфсон В.И. Исследование конвективных движений в свободной атмосфере. – М.: Изд. АН СССР, 1961. – 252с.
- Гаврилов В.А. Видимость в атмосфере. – Л.: Гидрометеиздат, 1966. – 323с.
- Голицын Г.С. Исследования конвекции с геофизическими приложениями и аналогиями. – Л.: Гидрометеиздат, 1980, - 156с.
- Госсард Э, Хук У. Волны в атмосфере/ Пер. с англ. под ред. Г.С. Голицына. – М.: Мир, 1978. – 532с.
- Гущин Г.П., Виноградова Н. Суммарный озон в атмосфере. – Л.: Гидрометеиздат, 1983. – 287с.
- Дроздов О.А., Васильев В.А., Кобышева Н.В., Раевский А.А., Смекалова Л.К., Школьный Е.П. Климатология – Л.: Гидрометеиздат, 1989. – 568с.
- Зуев В.Е. Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере. – М.: Сов. радио, 1970, - 496с.
- Зуев В.Е., Кабанов М.В. Оптика атмосферного аэрозоля. – Л.: Гидрометеиздат, 1987. – 254с.
- Зуев В.Е., Креков Г.М. Оптические модели атмосферы. – Л.: Гидрометеиздат, 1986. – 256с.
- Ивлев Л.С. Химический состав и структура атмосферных аэрозолей. – Л.: Изд. ЛГУ. – 365с.
- Имянитов И.М., Чубарина Е.В. Электричество свободной атмосферы, - Л.: Гидрометеиздат, 1965. – 239с.

- Ку-Нан-Лиоу Основы радиационных процессов в атмосфере/
Пер. с англ. Под ред. К.Я. Кондратьева. – Л.:
Гидрометеоздат, 1984. – 376с.
- Лактионов А.Г. Равновесная гетерогенная конденсация. – Л.: Гидро-
метеоздат, 1988.
- Литвинов В.И. Осадки в атмосфере и на поверхности земли. – Л.:
Гидрометеоздат, 1980. – 208с.
- Мазин И.П.,
Шметер С.М. Облака. Строение и физика образования. – Л.: Гидро-
метеоздат, 1983. – 279с.
- Матвеев Л.Т. Динамика облаков. – Гидрометеоздат, 1981. – 311с.
- Матвеев Л.Т. Курс общей метеорологии. Физика атмосферы. – Л.:
Гидрометеоздат, 1984. – 751с.
- Мейсон Б.Д. Физика облаков /Пер. с англ. – Л.: Гидрометеоздат,
1961. – 542с.
- Монин А.С. Введение в теорию климата. – Л.: Гидрометеоздат,
1982. – 244с.
- Лучник В.М. Физика грозы. – Л.: Гидрометеоздат, 1974. – 352с.
- Николе М. Аэрономия /пер. с англ. – М.: Мир, 1964 – 210с.
- Облака и облачная атмосфера. Под ред. И.П. Мазина, А.Х. Хригана. – Л.:
Гидрометеоздат, 1989. – 632с.
- Орленко Л.Р. Строение планетарного пограничного слоя атмосферы.
– Л.: Гидрометеоздат, 1979. – 279с.
- Радиация в облачной атмосфере. Под ред. Е.М. Фейгельсон. – Л.:
Гидрометеоздат, 1981. – 280с.
- Роджерс Р.Р. Краткий курс физики облаков /Пер. с англ. Под ред.
И.П. Мазина. – Л.: Гидрометеоздат, 1979. – 231с.
- Седунов Ю.С. Физика образования жидкокапельной фазы в атмо-
сфере. – Л.: Гидрометеоздат, 1972. – 207с.
- Фейгельсон Е.М. Потоки солнечного излучения в облаках. – Л.: Гидро-
метеоздат, 1978. – 157с.
- Хворостянов В.И. Двумерная нестационарная микрофизическая модель
низких облаков и адвективно-радиационных туманов.
Метеорология и гидрология, 1982, N7, с.16-27.
- Хриган А.Х. Физика атмосферы. – Л.: Гидрометеоздат, 1978, - т.1.
– 247с., т.2. – 319с.
- Шишкин Н.С. Облака, осадки и грозовое электричество. Изд. 2-е.–Л.:
Гидрометеоздат, 1964. – 401с.
- Шметер С.М. Физика конвективных облаков. – Л.: Гидрометеоздат,
1972. – 232с.
- Школьный Е.П.,
Майборода Л.А. Атмосфера и управление движением летательных
аппаратов. – Л.: Гидрометеоздат, 1973с.
- Школьный Е.П. Фізика атмосфери. Одеса. «Віпол» 1997. – 698с.

Іменний покажчик

А	Д
Авогадро – 40, 324	Дальтон – 320
Ангстрем – 253	Девіс – 408
Араго – 430	Декарт – 459
Арістотель – 10	Доплер – 195
Б	Е
Бабіне – 430	Екман – 107
Байерс – 384, 480	Ейлер – 106
Бер – 183	
Бердж – 203	
Бердяєв – 479	З
Бест – 351	
Бор – 192	Зюрінг – 28
Бойль – 116	
Больцман – 40, 165, 199	К
Боуен – 401	
Брейам – 384, 480	Карман – 319
Брент – 253	Кастров – 190
Брюстер – 430	Качурін – 479
Будико – 260	Кельвін – 90, 119
Буге – 183	Кірхгоф – 165
В	Кінцер – 391
Вант-Гофф – 329	Клапейрон – 38, 126
Вегенер – 336	Клаузіус – 126
Вільсон – 327	Колосовський – 10
Він – 170	Кондратьєв – 177, 222
Волощук – 409	Коріоліс – 51, 87
Вольф – 175	Л
Вульфсон – 145	
Г	Ламберт – 183, 187
Ганн – 28, 391	Ланглебен – 409
Гельмгольц – 374	Лайман – 203
Гей-Люсак – 116	Лаплас – 73, 471
Герцберг – 202	Левін – 351
Гіббс – 325	Ліоу – 204
Годсон – 247	Лопіталь – 116, 149
Гюйгенс – 467	Лоренц – 195

М	Т
Мазін – 351	Танакі – 203
Максвелл – 199, 216	Тверской – 12
Маріот – 116	
Матвєєв – 12, 367	У
Майєр – 115	
Менделєєв – 38	Уорлі – 203
Мі – 216	
Молчанов – 144	Ф
Н	Феррель – 382
Нікольський – 177	Фолмер – 326
Ньютон – 80, 459	Френзель – 225
П	Х
	Хартлі – 203
Пірс – 480	Хйогінс – 408
Планк – 165, 192	Хопфілд – 203
Пуассон – 118, 480	Хокінг – 408
	Хргіан – 12, 351
Р	
	Ч
Релей – 209, 376	
Рейнольдс – 390	Чепмен – 19
Робінзон – 480	
Рунге – 202	Ш
С	Шаплюї – 203
Сасаморі – 204	Шифрін – 257
Селезньова – 144	Шуман – 202
Сімпсон – 480	
Снелл – 444	
Стефан – 171	
Стокс – 390	

Предметний покажчик

А

Абсолютна топографія – 77
Абсолютно чорне тіло – 163
Авогадро число – 40
Адвекція тепла – 274
Адвекція холоду – 274
Адіабата волога – 132
Адіабата суха – 118
Аерозоль – 216
Аерологічна діаграма – 132
Альbedo – 224
Альbedo Землі – 262
Альbedo земної поверхні – 225
Альbedo хмар – 226
Амплітуда коливань температури – 298
Антибриз – 112
Антициклон – 98
Архімедова сила – 133
Атмосфера – 14
Атмосфера баротропна – 94
Атмосфера бароклінна – 94
Атмосфера ізотермічна – 68
Атмосфера однорідна – 67
Атмосфера, оптична маса – 207
Атмосфера політропна – 70
Атмосфера Сонця – 172
Атмосферна електрика – 469
Атмосферні явища – 11

Б

Баланс радіаційний – 258
Барична ступінь – 65
Барометричні формули – 67
Барометричні формули ізотермічної атмосфери – 68
Барометричні формули однорідної атмосфери – 67
Барометричні формули політропної атмосфери – 70
Барометричні формули реальної атмосфери – 72
Блискавки – 669

Блискавки лінійні – 484
Блискавки плоскі – 484
Блискавки кулясті – 484
Больцмана стала – 40

В

Відносна вологість – 25
Відносна молекулярна маса – 38
Відносна топографія – 77
Відношення суміші – 26
Відбивальна здатність – 162
Відбиття променистої енергії – 224
Вікно прозорості атмосфери – 229
Віна закони – 170
Вітер геострофічний – 85
Вітер гірсько-долинний – 112
Вітер градієнтний – 96
Вітер у граничному шарі – 105
Вітер у приземному шарі – 101
Вітер термічний – 89
Вологість абсолютна – 25
Вологоадіабатичний процес – 126
Вологоадіабатичний градієнт – 128
Водність – 357
Водність адіабатична – 358
Водність питома – 357
Водність хмар – 357
Водяна пара – 25
Випромінювання – 159
Випромінювання ефективне – 251
Випромінювальна здатність – 162
Випаровування – 316
Випарність – 316

Г

Газ вуглекислий – 22
Газовий склад атмосфери – 14
Гало – 462
Геопотенціал – 76

Геопотенціальна висота – 76
 Геопотенціальний метр – 76
 Гетеросфера – 31
 Гетерогенна конденсація – 433
 Глорії – 649
 Гомосфера – 31
 Гомогенна конденсація
 (кристалізація) – 433
 Град – 412
 Градієнт температури
 адиабатичний – 118
 Градієнт температури
 вертикальний – 47
 Градієнт тиску атмосфери – 49
 Градієнт потенціальної
 температури – 138
 Гроза – 485
 Густина води – 309
 Густина водяної пари – 26
 Густина льоду – 309
 Густина повітря – 38
 Густі шари атмосфери – 34

Д

Дальність видимості – 436
 Дальність видимості
 метеорологічна – 441
 Дефіцит вологості – 26
 Дефіцит точки роси – 26
 Дефіцит тиску – 26
 Дзеркальне тіло – 162
 Діяний шар ґрунту – 285
 Дифузія водяної пари – 314
 Дощ – 413

Е

Еквівалентний доданок – 131
 Екзосфера – 35
 Екмана спіраль – 107
 Електричні розряди – 480
 Електромагнітне поле – 34
 Електричне поле – 469
 Енергія нестійкості – 135
 Енергія потенціальна – 76
 Енергетична яскравість – 160
 Ентальпія – 121

3

Закон Віна – 170
 Закон Кірхгофа – 165
 Закон Планка – 165
 Закон Стефана-Больцмана – 171
 Замерзання крапель – 339
 Заряд крапель хмари – 474

І

Імла – 414
 Інверсія температури – 138
 Індикатриса розсіювання – 213
 Індекс рефракції – 443
 Інсоляція – 178
 Іоносфера – 31
 Іони – 31, 471

К

Кірхгофа закон – 165
 Коагуляція броунівська – 398
 Коагуляція гравітаційна – 396
 Клаузіуса-Клапейрона рівняння -126
 Коефіцієнт захоплення – 394
 Коефіцієнт в'язкості – 54
 Коефіцієнт злиття – 393
 Коефіцієнт молекулярної дифузії -59
 Коефіцієнт прозорості
 атмосфери – 187
 Коефіцієнт поглинення
 радіації – 163
 Коефіцієнт
 температуропровідності – 285
 Коефіцієнт теплопровідності – 283
 Коефіцієнт турбулентності – 58
 Коефіцієнт турбулентного
 обміну – 58
 Конвекція – 132, 362, 380
 Конденсація – 322
 Контраст – 438
 Контраст видимий – 438
 Контраст яскравий – 438

Коріюліса сила – 51
Крива стану повітря – 119, 127
Крива стратифікації – 119, 127
Кривина випаровуючої поверхні краплі – 327
Кристалізація – 336
Критерій стійкості – 136
Крупа – 409, 412

Л

Льодяні зародки – 336
Льодяні кристали – 342
Льодоутворення гетерогенне – 339
Льодоутворення гомогенне – 336
Льодність хмари – 357

М

Майєра рівняння – 118
Масова частка (доля) водяної пари – 25
Масові сили – 47
Масштаб атмосфери вертикальний - 75
Мезопауза – 36
Мезосфера – 37, 39
Метастабільний стан – 322
Метод шару – 141
Міраж – 445
Моль турбулентний – 56
Морфологічна класифікація опадів – 411
Мряка – 413
Мультиячейкова хмара – 385

Н

Напруга турбулентного тертя - 60
Напруженість електричного поля – 469
Нестійкість атмосфери – 132

О

Озон – 17
Озоносфера – 19
Опади – 411
Опади, інтенсивність – 411
Опади, кількість – 411
Опади рідкі – 412
Опади тверді – 411

П

Параметр шорсткості – 103
Пароутворення питома теплота - 325
Парціальний тиск – 25
Переохолоджений стан води – 312
Планк функція – 165
Повітря – 14
Поглиналина здатність – 164
Поверхня еквіскалярна – 44
Поверхня ізобарична – 44
Поверхня ізотермічна – 44
Поверхня рівня – 44
Показник заломлення – 209
Показник ослаблення радіації – 163
Показник ослаблення масовий – 164
Показник ослаблення об'ємний (лінійний) – 164
Поляризація розсіяного світла – 429
Потік водяної пари – 314
Потік випромінювання – 161
Потік променистої енергії – 161
Потік монохроматичний – 161
Потік загальний – 160
Потік розсіяної радіації – 215
Потік прямої радіації – 221
Потік сумарної радіації – 221
Потік тепла – 114
Потік молекулярної – 59
Потік турбулентний – 55
Приземний шар – 278
Приплив тепла – 271
Приплив турбулентний – 271
Приплив адвективний – 274
Приплив конвективний – 275

Промениста енергія – 159
Променистий теплообмін – 272
Процес адіабатичний – 117
Процес вологадіабатичний – 126
Процес псевдоадіабатичний – 130
Процес сухоадіабатичний – 117
Пуассона рівняння – 118

Р

Радіаційний баланс – 258
Радіаційний баланс атмосфери – 261
Радіаційний баланс Землі – 261
Радіаційний баланс земної поверхні – 258
Радіаційний баланс системи земна поверхня-атмосфера – 262
Радіаційний пояс Землі – 33
Райдуга – 458
Рейнольдса число – 54
Рефракція – 443
Рефракція астрономічна – 445
Рефракція земна – 446
Річардсона число – 55
Розподіл крапель за розмірами – 348
Розсіювання сонячної радіації – 209
Розсіювання сонячної радіації релєївське – 209
Розсіювання сонячної радіації аерозольне – 216
Рівняння Клазіуса-Клапейрона – 126
Рівняння Майєра – 116
Рівняння першого принципу термодинаміки – 114
Рівняння переносу тепла в турбулентній атмосфері – 274
Рівняння переносу водяної пари в турбулентній атмосфері – 315
Рівняння переносу радіації в атмосфері – 184
Рівняння Пуассона – 118
Рівняння стану вологого повітря – 41
Рівняння стану водяної пари – 41
Рівняння стану сухого повітря – 38
Рівняння статки атмосфери основне – 63
Рівняння сухої адіабати – 119
Рівняння теплового балансу земної поверхні – 285, 288

Рівняння теплопровідності атмосфери – 276, 290
Рівняння теплопровідності ґрунту – 284, 290
Рівняння руху атмосфери у вертикальній формі – 80
Рівняння руху атмосфери в координатній формі – 81
Рух ламінарний – 53
Рух турбулентний – 54
Рухливість іонів – 471

С

Світловий потік – 431
Селективне поглинення радіації -192
Сіре тіло – 251
Сила Архімеда – 132
Сила відцентрова – 97
Сила Коріоліса – 51
Сила тиску – 49
Сила тертя – 53
Сила тяжіння – 47
Сніг – 409, 412
Сонячна стала – 177
Сонячна радіація – 172
Сонячна радіація довгохвильова-175
Сонячна радіація, ослаблення – 183
Сонячна радіація, поглинення – 192
Сонячна радіація, потік – 172
Сонячна радіація розсіяна – 209
Сонячна радіація сумарна – 221
Сонячна радіація ультрафіолетова – 175
Сонце – 172
Сонце, активність – 174
Сонце, атмосфера – 173
Сонце, вітер – 174
Сонце, корона – 173
Сонце, корпускули – 173
Сонце, фотосфера – 172
Сонце, хромосфера – 173
Сонце, хромосферні спалахи – 174
Спектральна щільність потоку радіації – 160

Спіраль Екмана – 107
Стала Больцмана – 119
Стала газова питома – 39
Стала газова універсальна – 38
Статика атмосфери – 63
Стефана-Больцмана закон – 171
Стокса закон – 389
Стокса формула швидкості падіння крапель – 390
Стратифікація атмосфери – 132
Стратифікація атмосфери стійка-136
Стратифікація атмосфери нестійка – 136
Стратопауза – 31
Стратосфера – 31, 36
Сублімація водяної пари – 342

Т

Температура повітря – 11, 30, 38
Температура віртуальна – 42
Температура критична – 38
Температура потенціальна – 119, 122
Температура псевдопотенціальна – 131
Температура псевдоеквівалентна – 131
Температура, добові коливання – 307
Температура, річні коливання – 307
Тепловий баланс – 285
Теплоємність ґрунту – 284
Теплообмін – 290
Теплопровідність ґрунту – 283
Тепловміст – 121
Теплота пароутворення питома – 126
Теплота субмації – 309
Теплота кристалізації – 309
Термінатор – 434
Термодинаміка атмосфери – 114
Термодинамічний потенціал – 323
Термосфера – 31
Точка роси – 26
Тропопауза – 32
Тропосфера – 30, 35
Туман адвективний – 415
Туман береговий – 416
Туман змішування – 421
Туман радіаційний – 420

Туман, дальність видимості – 414
Турбулентність – 53

Ф

Фази води – 310
Фактор мутності – 188
Формула Буге – 183
Формула Планка – 165
Формула Стакса – 389
Функція поглинення радіації – 163
Функція пропускання радіації – 163
Функція пропускання теплової інфрачервоної радіації – 241, 242, 246

Ц

Циклон – 97
Циркуляції місцеві – 110
Циркуляція бризова – 111
Циркуляція гірсько-долинна – 112

Ч

Число Авогадро – 40
Число Боуена – 321
Число Рейнольдса – 54
Число Річардсона – 55

Я

Ядра Айткена – 335
Ядра конденсації – 335
Ядра кристалізації – 336
Ядра льодяні – 337
Яскравість – 431
Яскравість небесного склепіння – 431
Яскравість розсіяного світла – 433

Навчальне видання

Школьний Євген Павлович

ФІЗИКА АТМОСФЕРИ

Навчальний посібник

Підп. до друку Формат 60x84/16 Папір офс.
Умовн. друк. арк. Тираж Зам. №
Надруковано з готового оригінал-макета

Одеський державний екологічний університет
65016, Одеса, вул.Львівська, 15

Підприємство “ТЭС”, (0482)-42-90-98