

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ОДЕСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ЕКОЛОГІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

СЕРГА Е. М., ШКОЛЬНИЙ Є. П.

АТМОСФЕРНА ГЕОФІЗИКА

Конспект лекцій

Одеса
Одеський державний екологічний університет
2017

УДК 519.21
С 32

Рекомендовано методичною радою Одеського державного екологічного університету Міністерства освіти і науки України як конспект лекцій (протокол № 9 від 29.06.2017 р)

Серга Е. М., Школьний Є. П.

Атмосферна геофізика: конспект лекцій. Одеса, Одеський державний екологічний університет, 2017. 228 с.

Викладені основи фізичних механізмів, що обумовлюють стан шарів нижньої, середньої та верхньої атмосфери, їх взаємодії з процесами сонячної діяльності, процесами у щільних шарах атмосфери та взаємодією з підстильною поверхнею. Розглядаються також електрика та особливості розповсюдження звуку у повітряному просторі нижньої атмосфери.

Для магістрів спеціальності "Науки про Землю" спеціалізації "Атмосферна геофізика".
Конспект лекцій використовується для денної форми навчання.

ISBN 978-966-186-059-8

ЗМІСТ

ПЕРЕДМОВА.....	6
1 ВСТУП. ОСНОВИ ДИНАМИКИ АТМОСФЕРИ.....	8
1.1 Склад та будова атмосфери.....	8
1.1.1. Основні газові компоненти атмосфери.....	8
1.1.2. Змінні газові складові атмосфери.....	11
1.1.3. Принципи поділу атмосфери на шари.....	23
1.1.4. Тропосфера, стратосфера і мезосфера.....	29
1.2 Сили, що діють в атмосфері.....	31
1.2.1. Сила ваги.....	31
1.2.2. Сила баричного градієнта.....	34
1.2.3. Сила Коріоліса.....	37
1.2.4. Сила тертя.....	40
1.3 Рівняння руху турбулентної атмосфери. Рівняння нерозривності.....	51
1.3.1. Рівняння руху турбулентної атмосфери.....	51
1.3.2. Рівняння нерозривності.....	55
1.4 Вертикальні рухи повітря. Місцеві мезомасштабні циркуляції.....	58
1.4.1. Вертикальні рухи повітря.....	58
1.4.2. Місцеві мезомасштабні циркуляції.....	61
2 Термодинамічні процеси в сухій атмосфері та у вологому повітрі.....	65
2.1 Перший принцип термодинаміки.....	65
2.2 Політропічний процес.....	67
2.3 Потенціальна температура й ентропія.....	70
2.3.1. Потенціальна температура у сухому повітрі.....	70
2.3.2. Термодинамічні процеси у вологому повітрі. Адіабатичний процес у вологому ненасиченому водяною парою повітрі.....	73
2.3.3. Ентропія.....	74
2.4 Залежність парціального тиску насиченої водяної пари від температури.....	76
3 НЕАДІАБАТИЧНА МОДЕЛЬ КОНВЕКЦІЇ.....	80
3.1 Елементи конвекції. Ефект затягування.....	80
3.2 Система рівнянь динаміки терміка.....	82
3.3 Динаміка сухого терміка при постійному показнику затягування.....	85
3.4 Рух сухого терміка зі змінним показником затягування.....	90
4 СОНЦЕ І СОНЯЧНА АКТИВНІСТЬ.....	97
4.1 Фізичні явища, які утворюються на сонці.....	97
4.2 Сонячна активність і центри активності.....	102

4.3	Електромагнітне та корпускулярне випромінювання Сонця...	104
4.4	Вплив сонячної активності на фізичний стан атмосфери Землі.....	108
4.5	Сонячна радіація на верхній межі атмосфери.....	111
4.6	Рівняння переносу радіації. Закон Буге – Ламберта – Бера.....	114
4.7	Формування ліній та смуг поглинання електромагнітного випромінювання Сонця.....	116
4.8	Розширення тиском.....	119
4.9	Доплерівське розширення.....	124
4.10	Особливості поглинання сонячної радіації в атмосфері.....	126
4.11	Нагрівання атмосфери за рахунок поглинання сонячної радіації.....	129
4.12	Перенос теплової інфрачервоної радіації.....	131
5	ТЕПЛОВА ІНФРАЧЕРВОНА РАДІАЦІЯ.....	133
5.1	Спектр теплової інфрачервоної радіації в атмосфері.....	133
5.2	Формування смуг поглинання теплової інфрачервоної радіації.....	136
5.3	Рівняння переносу теплової інфрачервоної радіації в атмосфері та його інтегрування.....	143
5.3.1.	Інтегрування рівняння переносу радіації для плоско паралельних атмосфер.....	143
5.3.2.	Інтенсивність теплового інфрачервоного випромінювання в атмосфері.....	148
5.3.3.	Спектральна й дифузійна функції пропускання теплової інфрачервоної радіації.....	150
5.4	Ефективна маса поглинача.....	152
5.5	Інтегральний потік теплової інфрачервоної радіації. Інтегральна функція пропускання.....	155
5.6	Ефективне випромінювання земної поверхні.....	157
6	ДИНАМІКА ВЕРХНЬОЇ АТМОСФЕРИ.....	167
6.1	Основи динаміки атмосфери.....	167
6.1.1.	Вихідні рівняння динаміки верхньої атмосфери.....	168
6.1.2.	Рівняння руху з урахуванням сил іонного гальмування.....	170
6.2	Циркуляційний режим нижньої стратосфери.....	171
6.3	Особливості атмосферної циркуляції в верхній стратосфері і мезосфері.....	181
6.3.1.	Вітровий режим верхньої стратосфери.....	182
6.3.2.	Особливості поля вітру в мезосфері.....	183
6.3.3.	Сезонні коливання швидкості вітру та перебудови циркуляції.....	185
6.3.4.	Турбулентний режим в шарі метеорних слідів.....	188

6.4	Вітровий режим термосфери.....	193
7	АТМОСФЕРНА ЕЛЕКТРИКА.....	195
7.1	Електричне поле тропосфери.....	195
7.2	Механізм утворення зарядів на хмарних краплях і кристалах.	201
7.3	Електрична структура грозової хмари.....	207
7.4	Виникнення блискавок у грозових хмарах.....	211
8	АТМОСФЕРНА АКУСТИКА	213
8.1	Швидкість звуку в атмосфері.....	213
8.2	Залежність швидкості звуку від вологості повітря й швидкості вітру.....	216
8.3	Траєкторія звукового променя у атмосфері.....	218
	ЛІТЕРАТУРА.....	226

ПЕРЕДМОВА

Дисципліна «Атмосферна геофізика» належить до циклу вибірових дисциплін для підготовки магістрів за спеціальністю «Науки про Землю» і є однією з важливих частин для спеціалізації "Атмосферна геофізика".

Протягом другої половини минулого століття відбувалося швидке накопичення відомостей про будову різних шарів атмосфери Землі, процесів перетворення в них енергії. Верхніми шарами атмосфери називають всі її шари, які розташовуються вище тропосфери, тобто стратосфера, мезосфера, термосфера і екзосфера. Інколи стратосферу і мезосферу називають середньою атмосферою. За нижню атмосферу приймають шар, який має границі від поверхні Землі до тропопаузи.

Дослідження атмосфери в останні десятиріччя відбувається переважно за допомогою штучних супутників Землі, метеорологічних і геофізичних ракет. Непрямі методи вивчення верхніх шарів також продовжують розвиватися й удосконалюватися.

Вивчення властивостей верхніх шарів атмосфери має велике наукове і практичне значення. Вже давно встановлено, що іонізація верхньої атмосфери визначає умови поширення радіохвиль. На радіозв'язок великий вплив чинять збурення магнітного поля Землі, які виникають в результаті сонячної діяльності. В стратосфері і мезосфері відбуваються процеси, які мають значення для формування погоди у тропосфері. Між верхньою атмосферою і тропосферою має місце обмін енергією, котрий чинить вплив на формування і розвиток основних погодоутворюючих об'єктів (циклонів і антициклонів, хмарних систем і т. і) На верхні шари атмосфери великий вплив чинить діяльність Сонця. Сонячно – земні зв'язки найбільш яскраво виявляються у полярних зонах земної кулі. Цим і обумовлюється та зацікавленість, яку проявляє метеорологічна наука до вивчення верхніх шарів атмосфери, фізичних процесів, що в них відбуваються.

Мета дисципліни – викладення студентам особливостей фізичних процесів, які відбуваються у різних шарах атмосфери, особливо у помірних та високих широтах північної і південної півкуль.

Завданням дисципліни є формування у магістрів системи знань з фізичних механізмів, що обумовлюють стан шарів нижньої, середньої та верхньої атмосфери, їх взаємодії з процесами сонячної діяльності, процесами у щільних шарах атмосфери та взаємодією з підстильною поверхнею.

Після вивчення дисципліни студент має засвоїти базові знання, він повинен

знати:

- основні характеристики сонячної енергії;
- особливості руху повітря в верхній та нижній атмосфері;

- формування смуг поглинення теплової інфрачервоної радіації;
- особливості просторового розподілу метеорологічних величин і параметрів турбулентності;
- радіаційний і тепловий режим атмосфери, особливості динаміки верхніх шарів атмосфери;
- особливості взаємодії атмосфери з підстильною поверхнею.

вміти:

- аналізувати, з використанням математичного апарату, закономірності сонячного випромінювання, його вплив на фізичні процеси, що відбуваються у верхній та в нижній атмосфері;
- розраховувати параметри руху та аналізувати їх змінення для вологого та сухого терміка при постійному показнику затягування;
- розраховувати показники теплового стану діяльного шару земної поверхні;
- розраховувати характеристики електричного поля тропосфери;
- творчо самостійно працювати з науковою літературою за основними напрямками дослідження термічного, баричного режимів шарів вільної атмосфери та формування основних повітряних течій як складових загальної циркуляції атмосфери.

Дисципліна "Атмосферна геофізика" у великій мірі синтезує знання, що отримані студентами при проходженні дисциплін "Геофізична гідродинаміка", "Динамічна метеорологія", "Синоптична метеорологія", "Кліматологія", "Астрономія", "Фізика атмосфери", "Основи теорії клімату", «Моніторинг верхньої атмосфери» та інші.

1 ВСТУП. ОСНОВИ ДИНАМИКИ АТМОСФЕРИ

1.1 Склад та будова атмосфери

1.1.1. 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

В 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, який носить умовну назву нормального тиску, біля земної поверхні дорівнює $p_0 = 1013$ гПа. Це означає те, 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 300 К 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. Від 100 км 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. Згідно даних досліджень, 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.

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 CIRA-72.

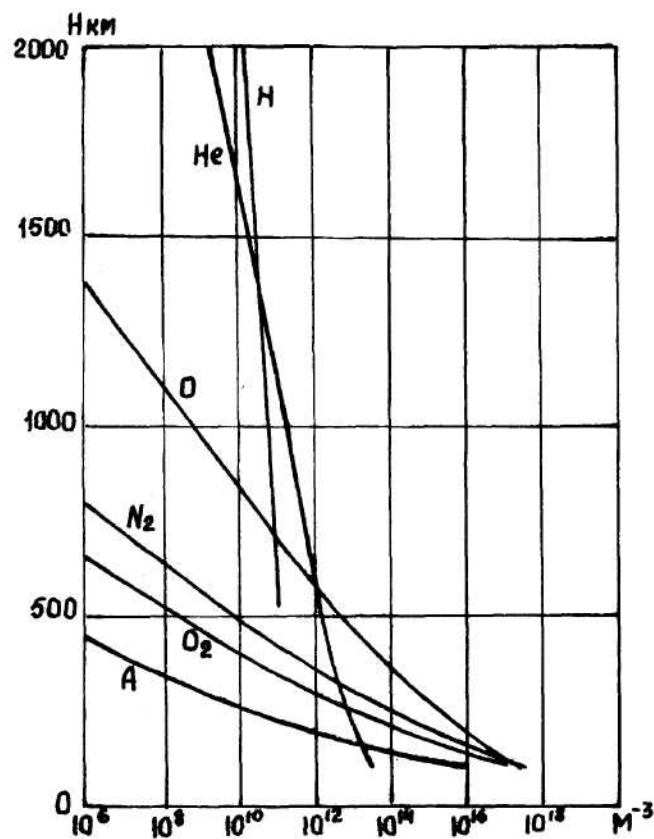


Рисунок 1.1 – Розподіл основних газів атмосфери до висоти 2000 км (за Міжнародною довідковою атмосферою CIRA-72)

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 гелію. 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.

1.1.2. Змінні газові складові атмосфери.

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, це 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 й 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.1.2 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.

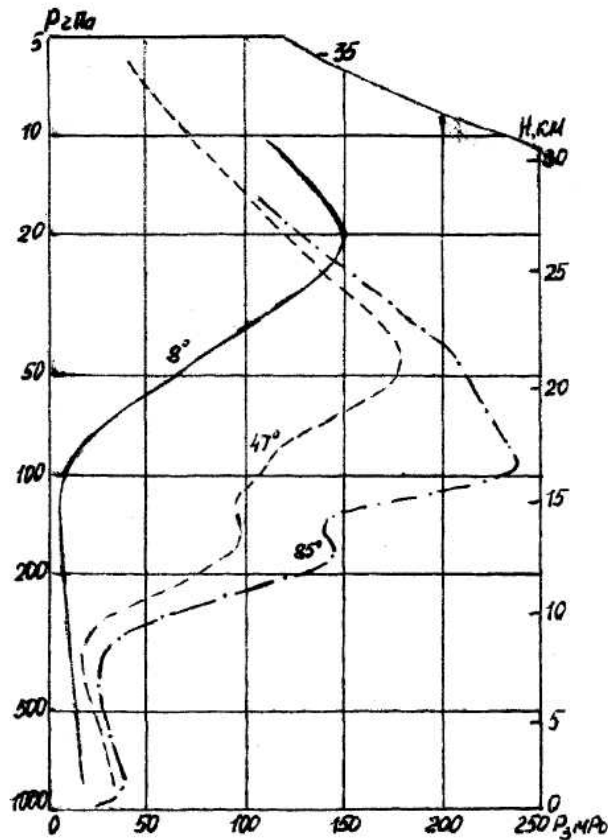


Рисунок 1.2 – Типові криві середнього вертикального розподілу O_3 у низьких, середніх та високих широтах

Тип Б – помірний. Він спостерігається у помірних широтах і має озонпаузу 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 озонпаузи 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.1.3, де міститься меридіонально-висотний розріз парціального тиску озону для березня-травня, тобто місяців, коли його концентрації найбільші.

Як свідчить рис.1.3, 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.

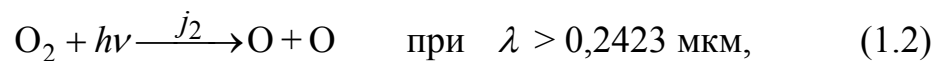
Виникнення та руйнування озону за класичною фотохімічною теорією Чепмена обумовлюється п'ятьма основними реакціями.

Озон формується, головним чином, при співударі трьох молекул:



де M – будь-який третій атом або молекула,
 K_{12} – коефіцієнт швидкості реакції.

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



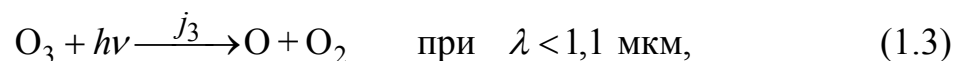
де j_2 – кількість квантів, що поглинаються однією молекулою O_2 ,

$h\nu$ – квант сонячної енергії,

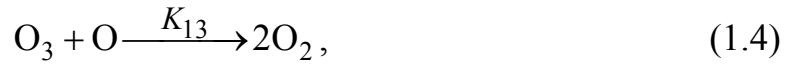
λ – довжина хвилі сонячного випромінювання,

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.

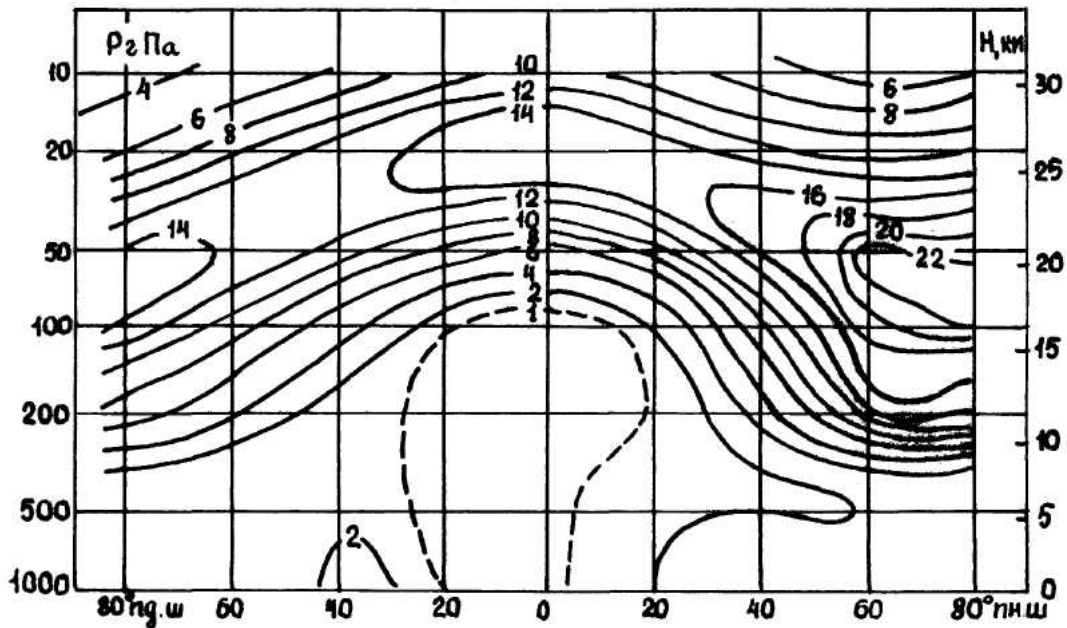
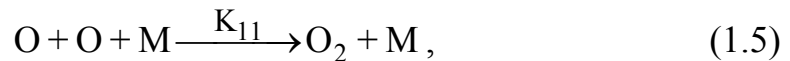


Рисунок 1.3 – Меридіонально-висотний розріз парціального тиску O_3 для березня-травня (у мПа)

У той же час атоми кисню, які утворюються при реакціях (1.2) і (1.3), можуть приймати участь у співударі за реакцією



де K_{11} – коефіцієнт швидкості реакції. Як правило, на висотах, менших 50-60 км, реакцією (1.5) 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

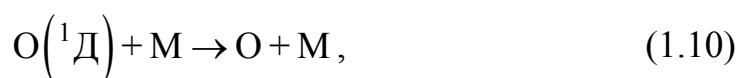
рівноважного стану.

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.

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 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 фоновіа 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. Інтервал змінювання концентрацій вуглекислого газу відносно вузький: від 180 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.

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 18-28 млн^{-1} .

На рис. 1.4 і рис.1.5 наводяться результати вимірювання концентрації CO_2 в обсерваторії Мауна-Лоа (19° півн.ш.) 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 безперервне 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.

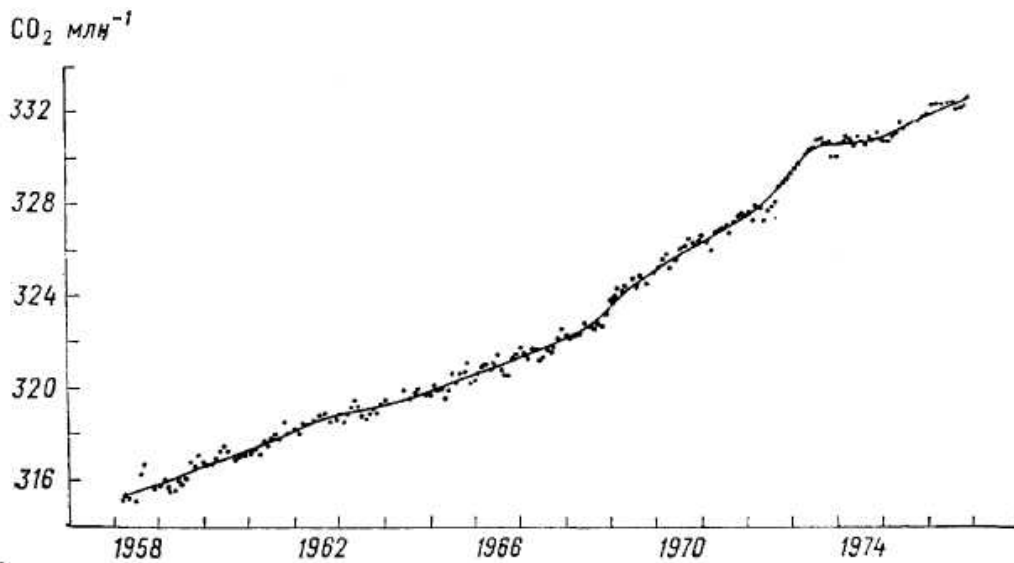


Рисунок 1.4 – Осереднена по сезонах концентрація CO_2 на обсерваторії Мауна-Лоа

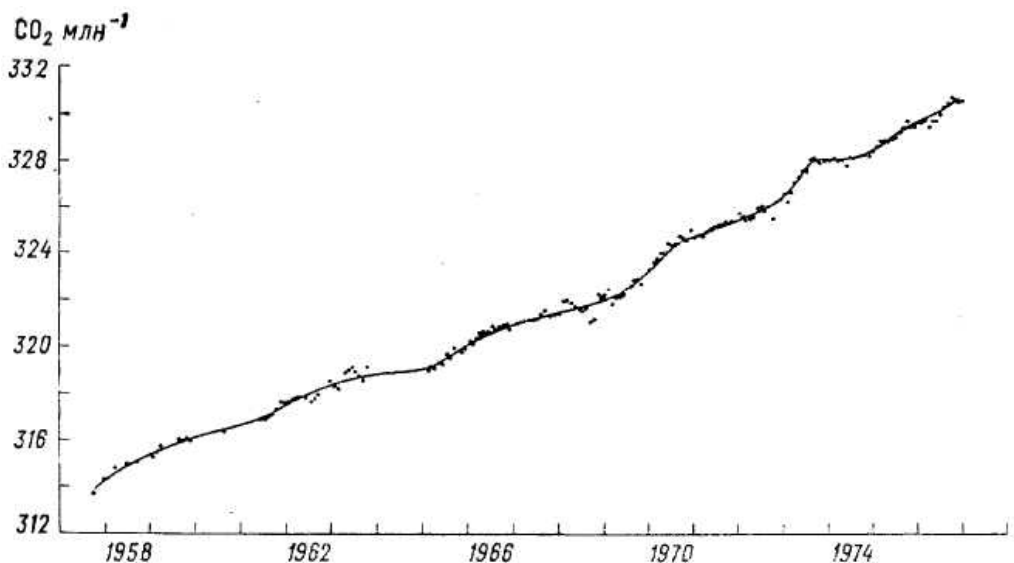


Рисунок 1.5 – Осереднена по сезонах концентрація CO_2 на Південному полюсі

З урахуванням цього, якщо процес збільшення концентрацій CO_2 буде тривати з такою ж швидкістю, вона до 2000 року збільшиться до 380-390 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.

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 ($\text{г}/\text{м}^3$). 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,

$$a = \frac{0,8e}{1 + \alpha t}. \quad (1.14)$$

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

$$f = \frac{e}{E} 100\%. \quad (1.15)$$

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:

$$s = \frac{0,622e}{p - 0,378e}. \quad (1.16)$$

У більшості в розрахунках другим членом знаменника формули (1.16) можна знехтувати, тоді

$$s = 0,622 \frac{e}{p}. \quad (1.17)$$

Коли маса вологого повітря дорівнює 1 кг то

$$s = 622 \frac{e}{p}, \quad (1.18)$$

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,

$$\Gamma = \frac{\rho_n}{\rho_c}, \quad (1.19)$$

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

$$\Gamma = 0,622 \frac{e}{p - e}. \quad (1.20)$$

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

$$s = \frac{\Gamma}{1 + \Gamma}; \quad \Gamma = \frac{s}{1 - s}. \quad (1.21)$$

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

$$d = E - e. \quad (1.22)$$

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

$$\frac{e}{E(\tau)} = 1, \text{ то } e = E(\tau). \quad (1.23)$$

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

$$\Delta = T - \tau. \quad (1.24)$$

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 свідчать дані, 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. Причому влітку він у три і більше разів перевищує зимові значення.

Крім річного ходу, вологість повітря має добре помітний добовий хід. 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

$$e = e_0 \cdot 10^{-z/6,3}, \quad (1.25)$$

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

$$e = e_0 \cdot 10^{-\frac{z}{6} - \frac{z^2}{120}}. \quad (1.26)$$

Відповідно до формули (1.25) 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.

З таблиці 1.2 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

$$s = s_0 \cdot 10^{-\frac{z}{9} - \frac{z^2}{120}}, \quad (1.27)$$

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

Таблиця 1.2 – 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

Формула Зюрінга, 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.

Узагальнювання даних про розподіл характеристик вологості повітря на великих висотах 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 та 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 водяної 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.

1.1.3. 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 $6,5^{\circ}\text{C}$ 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.1.6.

Тропосфера – шар атмосфери, розташований між поверхнею Землі та тропопаузою. Характеризується падінням температури з висотою у середньому зі швидкістю $0,65^{\circ}\text{C}$ 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 же час на екваторі висота її досягає 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.

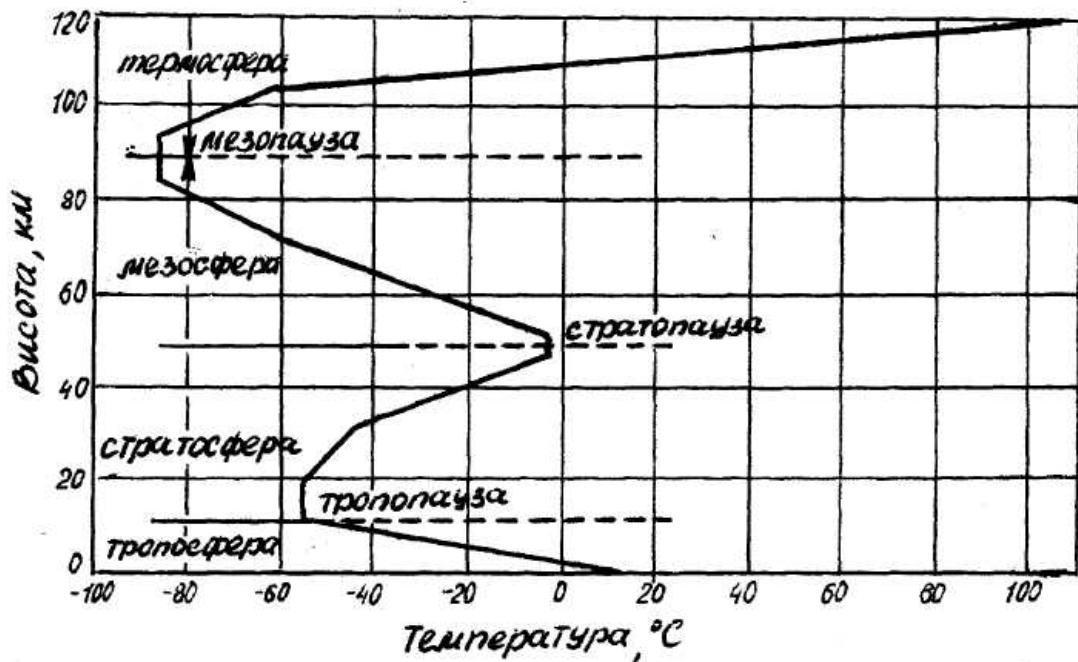


Рисунок 1.6 – Поділ атмосфери на шари за принципом змінення температури з висотою

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 186 К 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, в висоту 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 $N_e \sim 10^2 - 10^4 \text{ см}^{-3}$.

Зона Е – 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 F_1 – 90-220 км і шар F_2 – 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 табл. 1.3.

У табл.1.2 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. Ще один процес, що приводить до втрат електронів, полягає в рекомбінації від'ємно заряджених іонів, які виникають завдяки прилипанню електронів до нейтральних часток NO_2 , O_3 , O_2 та O , з додатньо зарядженими.

Таблиця 1.3 – Основні характеристики внутрішньої іоносфери

Зона	z_m , км	ТК	n , см ⁻³	Ne, 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		$(2-5) \cdot 10^9$	$2,5 \cdot 10^6$	$6 \cdot 10^5$	10^3
F ₃ (літо)	250-320	1000-2000	$(1-3) \cdot 10^9$	$8 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^5$	$(2-5) \cdot 10^3$

Найбільш поширений іон у діапазоні висот 130-260 км – це іон N_2^+ . 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 F₂ 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 KeВ. 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 надзвуковий потік заряджених часток зустрічає перешкоду і сповільнюється.

На денній стороні магнітопауза розташована на відстані біля 10R (земних радіусів). На нічній стороні магнітне поле поширюється у вигляді довгого хвоста (рис.1.7), який витягується до орбіти Місяця на 60R, 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.

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 MeВ. Зовнішній пояс складається головним чином з електронів з енергіями від декількох KeВ до електронів з енергіями від декількох KeВ до декількох MeВ. Потоки у зовнішньому поясі дуже мінливі, й їх варіації зв'язані з магнітними збуреннями.

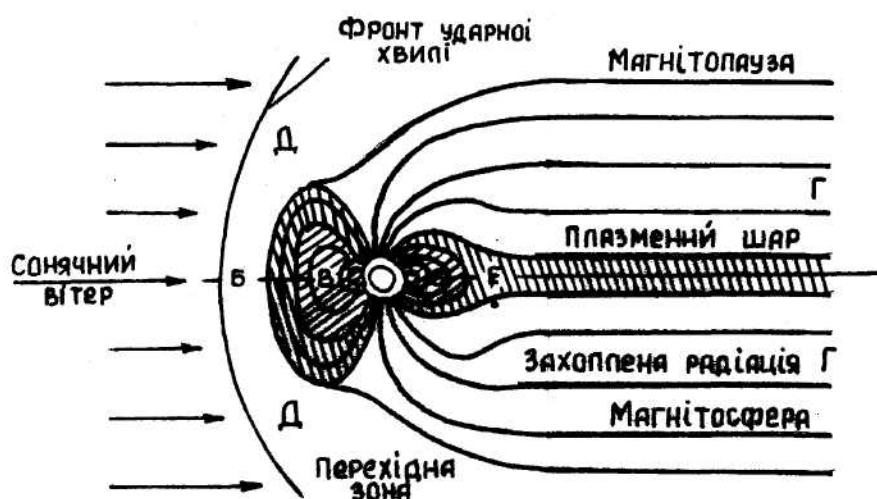


Рисунок 1.7 – Структура магнітосфери і радіаційних поясів Землі

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. Всередині 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 навколосемний 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 навколосемних 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.

1.1.4. Тропосфера, стратосфера і мезосфера.

Тропосфера. Відомо, що характерною особливістю тропосфери є падіння з висотою температури повітря. Середня швидкість падіння дорівнює 0,65 °C 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 змінення 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.

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 змінення температури у цих шарах був розглянутий вище. 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 $-80... -110$ °С, і нижня стратосфера над Арктикою (температура біля -70 °С), самою теплою частиною – зона полярної стратопаузи у південній півкулі (температура біля 10 °С).

У липні (літо північної півкулі) найбільш високі значення температури (до 10 °С) спостерігаються на висоті $50-55$ км над полярними широтами північної півкулі. При цьому зона теплового повітря поширюється аж до 30° півд.ш. У той же час в арктичній мезосфері виникає зона холоду з температурою біля -140 °С і нижче.

В цих шарах атмосфери 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 перистошаруватими хмарами і мають хвилеподібну структуру.

1.2 Сили, що діють в атмосфері

1.2.1. Сила ваги.

Сила ваги, як відомо, дорівнює добутку маси тіла на прискорення вільного падіння. Останнє дорівнює результуючому прискоренню гравітаційного (ньютонівського) притягування \vec{g}_a та відцентрового прискорення \vec{c} .

$$\vec{g} = \vec{g}_a + \vec{c}. \quad (1.28)$$

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 ω та радіуса обертання r (скалярна форма)

$$c = \omega^2 r. \quad (1.29)$$

Очевидно, що

$$c_R = r\omega^2 \cos \varphi, \quad (1.30)$$

або

$$c_R = R\omega^2 \cos^2 \varphi. \quad (1.31)$$

Прискорення вільного падіння як модуль вектора (1.28) можна записати

$$g = g_R - c_R, \quad (1.32)$$

причому

$$g_R = g_a - \Delta g, \quad (1.33)$$

де

$$g_a = \hat{\gamma} \frac{M}{R^2}, \quad (1.34)$$

$\hat{\gamma}$ – універсальна гравітаційна стала,
 M – маса Землі, а

$$\Delta g = \beta \cdot \frac{\hat{\gamma} M R_E^2}{R^4} (3 \sin^2 \varphi - 1), \quad (1.35)$$

де

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

R_E – екваторіальний радіус еліпсоїда,

ε – його стиск.

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

$$g(\varphi) = \frac{\hat{\gamma}M}{R^2} - \beta \cdot \frac{\hat{\gamma}MR_E^2}{R^4} (3\sin\varphi - 1) - \omega^2 R \cos^2\varphi. \quad (1.36)$$

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

$$g(\varphi) = g_0(1 - a_1 \cos 2\varphi), \quad (1.37)$$

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 z достатньою точністю для $z \approx R$ можна виразити функцією

$$g(\varphi, z) = g(\varphi) \frac{R^2}{(R+z)^2}, \quad (1.38)$$

або

$$g(\varphi, z) = \frac{g(\varphi)}{\left(1 + \frac{z}{R}\right)^2}. \quad (1.39)$$

Оскільки z набагато менша радіуса Землі, то рівність (1.39) можна подати у вигляді:

$$g(\varphi, z) = \frac{g(\varphi)}{1 + \frac{2z}{R}} \quad (1.40)$$

або

$$g(\varphi, z) = g(\varphi)(1 - a_2 z), \quad (1.41)$$

де

$$a_2 = \frac{2}{R} = 3,14 \cdot 10^{-7} \text{ м}^{-1}. \quad (1.42)$$

Об'єднуючи рівності (1.37) і (1.41), будемо мати

$$g(\varphi, z) = g_0(1 - a_1 \cos 2\varphi)(1 - a_2 z). \quad (1.43)$$

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.

1.2.2. Сила баричного градієнта.

Розглянемо в системі координат $oxuz$ дві ізобаричні поверхні паралельні до поверхні рівня, тобто площині oxu , 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

$$\rho g = -\frac{\Delta p}{\Delta z}, \quad (1.44)$$

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

$$g \rho = -\frac{\partial p}{\partial z}. \quad (1.45)$$

Похідна, як вже відомо, є вертикальною проекцією градієнта тиску або вертикальним баричним градієнтом. Поділимо обидві частини рівняння (1.45) на ρ . Будемо мати:

$$g = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}. \quad (1.46)$$

У рівнянні (1.46) 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

$$G_z = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}. \quad (1.47)$$

Ця сила, як свідчить рівняння (1.46), 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. 1.8 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

$$G_x = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (1.48)$$

$$G_y = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}. \quad (1.49)$$

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

$$G_n = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n}. \quad (1.50)$$

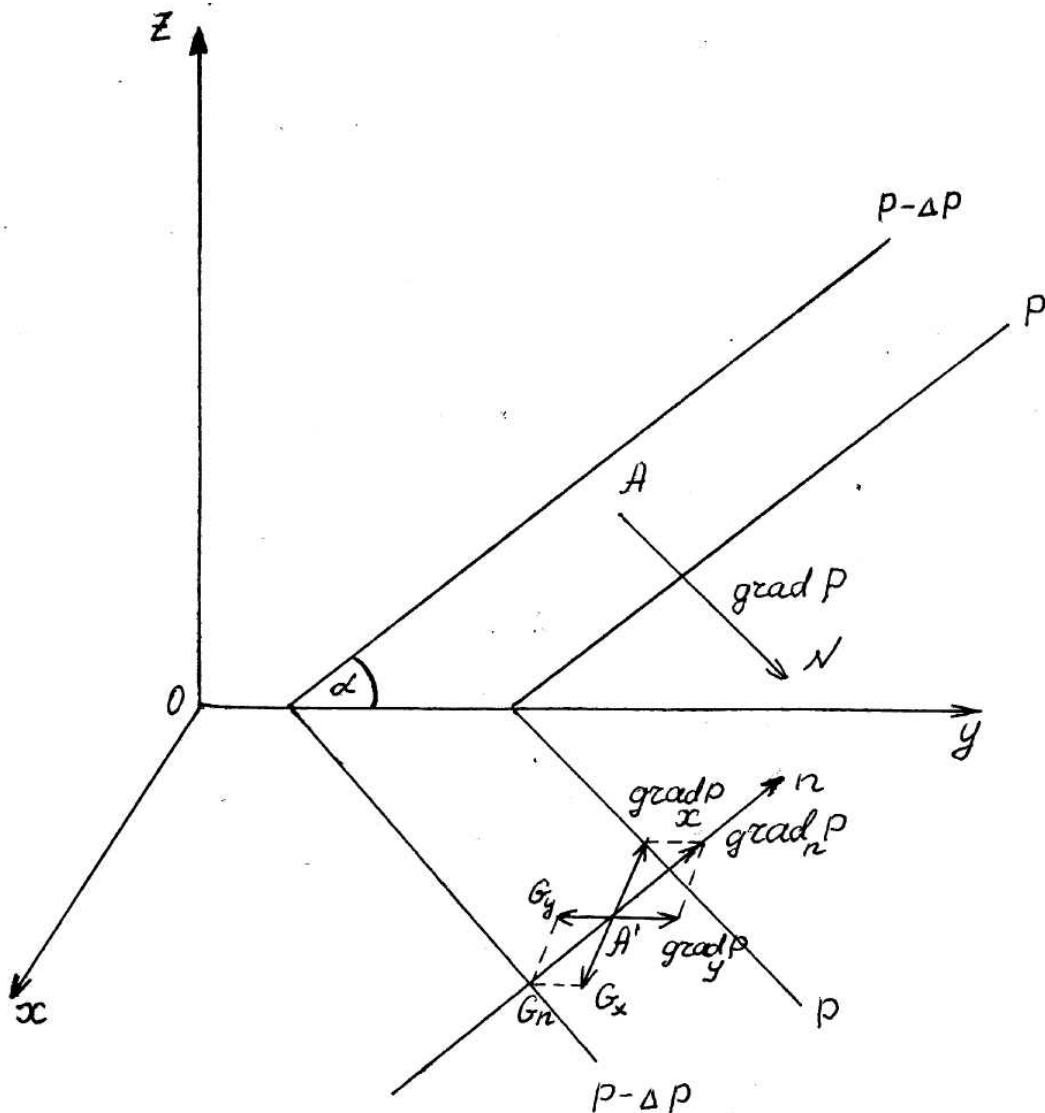


Рисунок 1.8 – Складові сили баричного градієнта

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

$$\vec{G} = \left(-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \right) \vec{i} + \left(-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \right) \vec{j} + \left(-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \right) \vec{k}, \quad (1.51)$$

а її горизонтальна складова визначається таким чином:

$$\vec{G}_n = \left(-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \right) \vec{i} + \left(-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \right) \vec{j}. \quad (1.52)$$

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

1.2.3. 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 \vec{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 $oxuz$ 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:

$$\vec{c} = u \cdot \vec{i} + v \cdot \vec{j} + w \cdot \vec{k}, \quad (1.53)$$

$$\vec{\omega} = \omega_x \cdot \vec{i} + \omega_y \cdot \vec{j} + \omega_z \cdot \vec{k}. \quad (1.54)$$

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

$$\vec{K} = 2 \cdot \vec{c} \times \vec{\omega}. \quad (1.55)$$

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

$$\vec{K} = 2 \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ u & v & w \\ \omega_x & \omega_y & \omega_z \end{vmatrix}, \quad (1.56)$$

який дорівнює

$$\vec{K} = 2 \left[\vec{i} (v\omega_z - w\omega_y) + \vec{j} (w\omega_x - u\omega_z) + \vec{k} (u\omega_y - v\omega_x) \right]. \quad (1.57)$$

Отже,

$$K_x = 2(v\omega_z - w\omega_y), \quad (1.58)$$

$$K_y = 2(w\omega_x - u\omega_z), \quad (1.59)$$

$$K_z = 2(u\omega_y - v\omega_x). \quad (1.60)$$

Очевидно, що

$$\omega_x = 0, \quad (1.61)$$

$$\omega_y = \omega \cos \varphi, \quad (1.62)$$

$$\omega_z = \omega \cos \left(\frac{\pi}{2} - \varphi \right) = \omega \sin \varphi. \quad (1.63)$$

Тоді

$$K_x = 2(\nu\omega \sin \varphi - w\omega \cos \varphi), \quad (1.64)$$

$$K_y = -2u\omega \sin \varphi, \quad (1.65)$$

$$K_z = 2u\omega \cos \varphi. \quad (1.66)$$

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 (1.64) 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:

$$K_x = 2\nu\omega \sin \varphi, \quad (1.67)$$

$$K_y = -2u\omega \sin \varphi. \quad (1.68)$$

Очевидно, модуль сили Коріоліса дорівнює

$$|\vec{K}| = K = \sqrt{K_x^2 + K_y^2} = 2\omega \sin \varphi \sqrt{u^2 + \nu^2} = 2\omega c \sin \varphi, \quad (1.69)$$

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

Із рівняння (1.69) 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 (1.68) 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.

1.2.4. Сила тертя.

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 і 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

$$Re = \frac{uL}{\nu}, \quad (1.70)$$

де u – масштаб швидкості;

L – масштаб довжини;

ν – кінематична молекулярна в'язкість повітря,

стає більшим ніж деяке критичне число $Re_{кр}$. Розмірність кінематичної в'язкості $m^2 \cdot s^{-1}$. У рівнянні (1.70) замість кінематичної в'язкості інколи застосовують динамічну в'язкість $\eta = \nu\rho$. Тоді число Рейнольдса має вигляд:

$$Re = \frac{uL\rho}{\eta}. \quad (1.71)$$

Розмірність динамічної в'язкості, як очевидно, $kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$. 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

$$Ri = \frac{g}{T} \cdot \frac{(\gamma - \gamma_a)}{\left(\frac{\partial \bar{c}}{\partial z}\right)^2}. \quad (1.72)$$

У ньому $\gamma - \gamma_a$ – висвітлює термічні умови виникнення турбулентності, а $\frac{\partial \bar{c}}{\partial z}$ – градієнт швидкості вітру – динамічні умови. $\gamma_a = 0,01$ К/м – 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.

Турбулентні потоки субстанції. Окрема повітряна частка, що бере участь у турбулентному перемішуванні, називається турбулентним молям. 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

$$q_j = \bar{q}_j + q'_j. \quad (1.73)$$

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. Дано 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:

$$p_q = \frac{1}{S} \sum_{j=1}^N q_j(z, t) w_j(z, t) \rho_j(z, t) S_j(z, t). \quad (1.74)$$

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:

$$q_j(z_j, t_j) = \bar{q}_j(z_j, t_j) + q'_j. \quad (1.75)$$

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

$$q_j(z, t) = q_j(z_j, t_j) + \delta q_j \quad (1.76)$$

і, враховуючи рівняння (1.76),

$$q_j(z, t) = \overline{q_j(z_j, t_j)} + q'_j + \delta q_j. \quad (1.77)$$

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

$$\begin{aligned} \overline{q_j(z_j, t_j)} = & \bar{q}(z, t) + \frac{\partial \bar{q}(z, t)}{\partial z}(z_j - z) + \frac{\partial \bar{q}(z, t)}{\partial t}(t_j - t) + \\ & \frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2 \bar{q}(z, t)}{\partial z^2}(t_j - z)^2 + \frac{\partial^2 \bar{q}(z, t)}{\partial t^2}(t_j - t)^2 + \right. \\ & \left. + 2 \frac{\partial^2 \bar{q}(z, t)}{\partial z \partial t}(z_j - z)(t_j - t) \right] + \dots \end{aligned} \quad (1.78)$$

У рівнянні (1.78) члени, розташовані в квадратних дужках, малі в порівнянні з членами, що отримують похідні першого порядку. Тому ними можна знехтувати і рівняння (1.79) буде мати такий вигляд:

$$\bar{q}(z_j, t_j) = \bar{q}(z, t) + \frac{\partial \bar{q}(z, t)}{\partial z}(z_j - z) + \frac{\partial \bar{q}(z, t)}{\partial t}(t_j - t). \quad (1.79)$$

Якщо підставити його в рівняння (1.77), то будемо мати:

$$q_j(z, t) = \bar{q}(z, t) + \frac{\partial \bar{q}(z, t)}{\partial z}(z_j - z) + \frac{\partial \bar{q}(z, t)}{\partial t}(t_j - t) + q'_j + \delta q_j. \quad (1.80)$$

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

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

або після почленного сумування:

$$P_q = \bar{q}(z, t) \frac{1}{S} \sum_{j=1}^N \rho_j w_j S_j + \frac{\partial \bar{q}(z, t)}{\partial z} \frac{1}{S} \sum_{j=1}^N (z_j - z) \rho_j w_j S_j + \frac{\partial \bar{q}(z, t)}{\partial t} \times \\ \times \frac{1}{S} \sum_{j=1}^N (t_j - t) \rho_j w_j S_j + \frac{1}{S} \sum_{j=1}^N q'_j \rho_j w_j S_j + \frac{1}{S'} \sum_{j=1}^N \delta q_j \rho_j w_j S_j. \quad (1.81)$$

Проведемо оцінку членів, які знаходяться у рівнянні (1.81). Завдяки турбулентності не відбувається накопичення маси повітря на будь-якому рівні. Тому перший член рівняння (1.81) дорівнює нулю. Зупинимось тепер на третьому члені. У нього $t_j - t < 0$. Тому доданки з $w_j > 0$, що відносяться до турбулентних молекул, які рухаються вгору, мають знак мінус. Навпаки, доданки цього члену, у котрих $w_j < 0$, мають знак плюс. Оскільки число турбулентних молекул, що перетинають площадку S зверху

вниз та знизу вверх, приблизно однакове, третім членом можна знехтувати. Четвертий член характеризує вплив субстанції на кінематику турбулентних молів, що суперечить третьому постулату відносно властивостей субстанції. Першому постулату суперечить останній член. Тому обидва останні члени потрібно відкинути. Таким чином,

$$P_q = \frac{\partial \bar{q}(z, t)}{\partial z} \frac{1}{S} \sum_{j=1}^N (z_j - z) \rho_j w_j S_j. \quad (1.82)$$

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

$$P_q = -\rho \frac{\partial \bar{q}(z, t)}{\partial z} \frac{1}{S} \sum_{j=1}^N (z_j - z) w_j S_j. \quad (1.83)$$

Позначимо

$$k = \frac{1}{S} \sum_{j=1}^N (z_j - z) w_j S_j. \quad (1.84)$$

Після цього вертикальний турбулентний потік субстанції остаточно визначається таким рівнянням:

$$P_q = -k \rho \frac{\partial \bar{q}(z, t)}{\partial z}. \quad (1.85)$$

Величина k має розмірність $\text{м}^2 \text{с}^{-1}$, характеризує тільки кінематику турбулентних молів 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

$$P_q = -A \frac{\partial \bar{q}(z, t)}{\partial z}. \quad (1.86)$$

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 вверх. 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

$$P_M = -D\rho \frac{\partial q}{\partial z}, \quad (1.87)$$

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 $\text{м}^2\text{с}^{-1}$. 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

$$P_{qx} = -\rho k' \frac{\partial q}{\partial x}, \quad (1.88)$$

$$P_{qy} = -\rho k' \frac{\partial q}{\partial y}. \quad (1.89)$$

У них k' – горизонтальний коефіцієнт турбулентності.

Рівняння (1.88) та (1.89) можуть бути записані й таким чином:

$$P_{qx} = -A' \frac{\partial q}{\partial x}, \quad (1.90)$$

$$P_{qy} = -A' \frac{\partial q}{\partial y}, \quad (1.91)$$

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

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 зі швидкістю \vec{c} беруть участь і у хаотичних рухах. Якщо на висоті z вони мають середню швидкість \vec{c} , а на висоті $z + dz$ – швидкість $\vec{c} + d\vec{c}$, 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 $\vec{\tau}_\mu$ пропорційна градієнту швидкості вітру

$$\vec{\tau}_\mu = \eta \frac{\partial \vec{c}}{\partial z}, \quad (1.92)$$

де η – динамічна в'язкість. Окрім неї може використовуватись кінематична в'язкість. Тоді формулу (1.92) можна переписати так:

$$\vec{\tau}_\mu = \nu \rho \frac{\partial \bar{c}}{\partial z}. \quad (1.93)$$

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

$$\vec{\tau}_z = A \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} = k \rho \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \quad (1.94)$$

і характеризує турбулентний потік кількості руху. Напруга турбулентного тертя має таку ж розмірність, як і молекулярна напруга. У формулі (1.94) 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.

Напруга 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 (рис.1.9). Нехай на нижній грані напруга 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

$$(\tau_{zx} + d\tau_{zx}) - \tau_{zx} = d\tau_{zx}. \quad (1.95)$$

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

$$d\tau_{zx} = \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} dz. \quad (1.96)$$

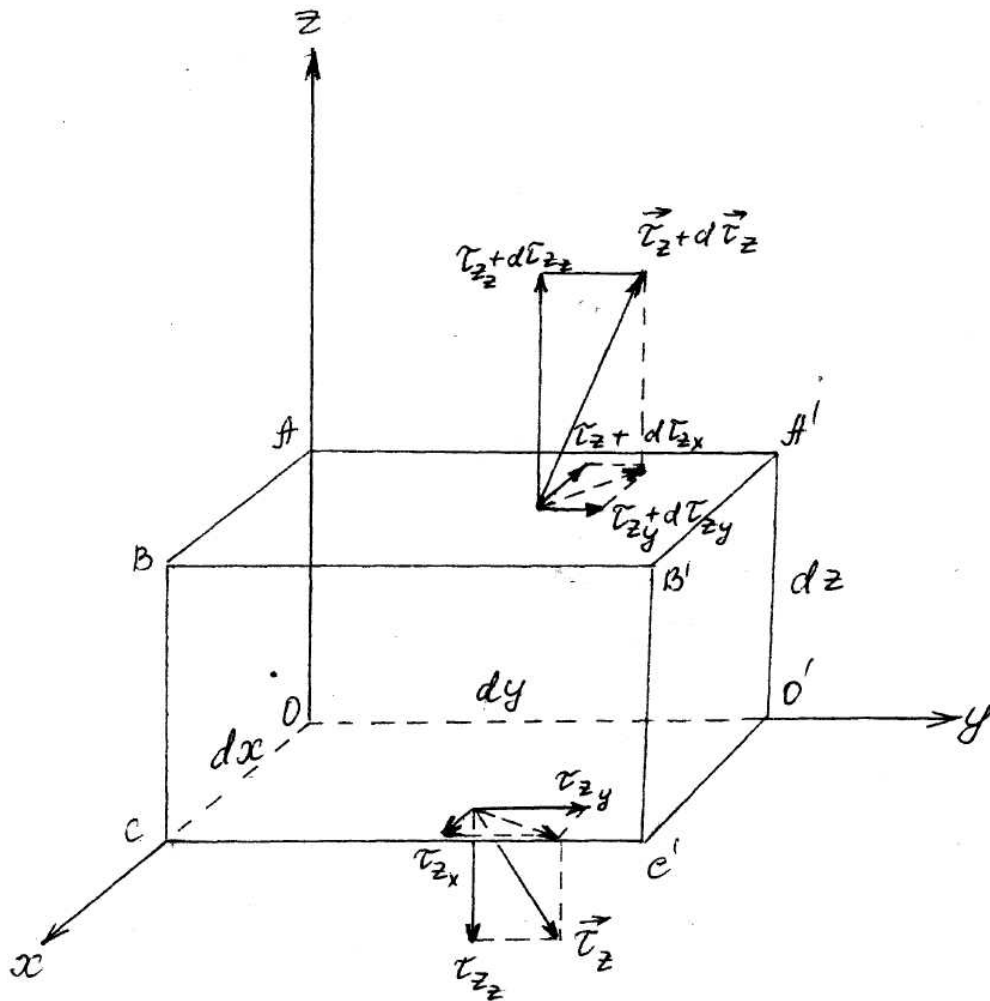


Рисунок 1.9 – Проекції напруги тертя

Легко прийти до висновку, на основі рівнянь (1.93) і (1.94), що для молекулярного і турбулентного ефектів укупі

$$\tau_{zx} = (\eta + A) \frac{\partial u}{\partial z}. \quad (1.97)$$

Тому

$$d\tau_{zx} = \frac{\partial}{\partial z} (\eta + A) \frac{\partial u}{\partial z} dz. \quad (1.98)$$

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

$$R_{zx} = \frac{d\tau_{zx}}{dz} = \frac{\partial}{\partial z}(\eta + A) \frac{\partial u}{\partial z}. \quad (1.99)$$

Таким же чином можна показати, що

$$R_{zy} = \frac{d\tau_{zy}}{dz} = \frac{\partial}{\partial z}(\eta + A) \frac{\partial v}{\partial z}, \quad (1.100)$$

і

$$R_{zz} = \frac{d\tau_{zz}}{dz} = \frac{\partial}{\partial z}(\eta + A) \frac{\partial w}{\partial z}. \quad (1.101)$$

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

$$R_{zx} = \rho \frac{\partial}{\partial z}(v + k) \frac{\partial u}{\partial z}, \quad (1.102)$$

$$R_{zy} = \rho \frac{\partial}{\partial z}(v + k) \frac{\partial v}{\partial z}, \quad (1.103)$$

$$R_{zz} = \rho \frac{\partial}{\partial z}(v + k) \frac{\partial w}{\partial z}. \quad (1.104)$$

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.

1.3 Рівняння руху турбулентної атмосфери. Рівняння нерозривності

1.3.1. 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

$$\vec{G} = \begin{pmatrix} G_x \\ G_y \\ G_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \\ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \\ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \end{pmatrix}, \quad (1.105)$$

сила Коріоліса

$$\vec{K} = \begin{pmatrix} K_x \\ K_y \\ K_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2\omega v \sin \varphi \\ -2\omega u \sin \varphi \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (1.106)$$

сила тертя (молекулярного і турбулентного)

$$R_z = \begin{pmatrix} R_{zx} \\ R_{zy} \\ R_{zz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial z} (\nu + k) \frac{\partial u}{\partial z} \\ \frac{\partial}{\partial z} (\nu + k) \frac{\partial v}{\partial z} \\ \frac{\partial}{\partial z} (\nu + k) \frac{\partial w}{\partial z} \end{pmatrix} \quad (1.107)$$

і сила ваги

$$\vec{g} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -g \end{pmatrix}. \quad (1.108)$$

Згідно з другим законом Ньютона для одиничної маси маємо

$$\frac{d\vec{c}}{dt} = \vec{G} + \vec{K} + \vec{R}_z + \vec{g}. \quad (1.109)$$

Якщо застосувати координати вектора швидкості вітру $\vec{c} = (u, v, w)$, то прискорення, що міститься у лівій частині рівняння руху (1.109), приймає вигляд:

$$\frac{d\vec{c}}{dt} = \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{du}{dt} \\ \frac{dv}{dt} \\ \frac{dw}{dt} \end{pmatrix}. \quad (1.110)$$

Отже, рівняння (1.109) 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

$$\begin{pmatrix} \frac{du}{dt} \\ \frac{dv}{dt} \\ \frac{dw}{dt} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2\omega v \sin \varphi + \frac{\partial}{\partial z}(\nu + k) \frac{\partial u}{\partial z} \\ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - 2\omega u \sin \varphi + \frac{\partial}{\partial z}(\nu + k) \frac{\partial v}{\partial z} \\ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z}(\nu + k) \frac{\partial w}{\partial z} - g \end{pmatrix}. \quad (1.111)$$

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

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2\omega v \sin \varphi + \frac{\partial}{\partial z}(\nu + k) \frac{\partial u}{\partial z}, \quad (1.112)$$

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - 2\omega u \sin \varphi + \frac{\partial}{\partial z}(\nu + k) \frac{\partial v}{\partial z}, \quad (1.113)$$

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z}(\nu + k) \frac{\partial w}{\partial z} - g. \quad (1.114)$$

Система рівняння (1.112)-(1.114) 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 (1.114) 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 $\frac{\partial}{\partial z}(\nu + k) \frac{\partial w}{\partial z} = 0$. У такому випадку система рівнянь динаміки турбулентної атмосфери має форму

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2\omega v \sin \varphi + \frac{\partial}{\partial z}(\nu + k) \frac{\partial u}{\partial z}, \quad (1.115)$$

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - 2\omega u \sin \varphi + \frac{\partial}{\partial z} (v + k) \frac{\partial v}{\partial z}, \quad (1.116)$$

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = g. \quad (1.117)$$

Отже, рівняння руху (1.114) 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 (1.115) і (1.116), мають сенс проєкцій 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:

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z}, \quad (1.118)$$

$$\frac{dv}{dt} = \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z}. \quad (1.119)$$

Підставимо формули (1.118) і (1.119) в систему рівнянь динаміки (1.115), (1.116), тоді систему динаміки можна записати так:

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2\omega v \sin \varphi + \frac{\partial}{\partial z} (v + k) \frac{\partial u}{\partial z} - \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) - w \frac{\partial u}{\partial z}, \quad (1.120)$$

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - 2\omega u \sin \varphi + \frac{\partial}{\partial z} (v+k) \frac{\partial u}{\partial z} - \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) - w \frac{\partial v}{\partial z}, \quad (1.121)$$

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = g. \quad (1.122)$$

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.

1.3.2. Рівняння нерозривності.

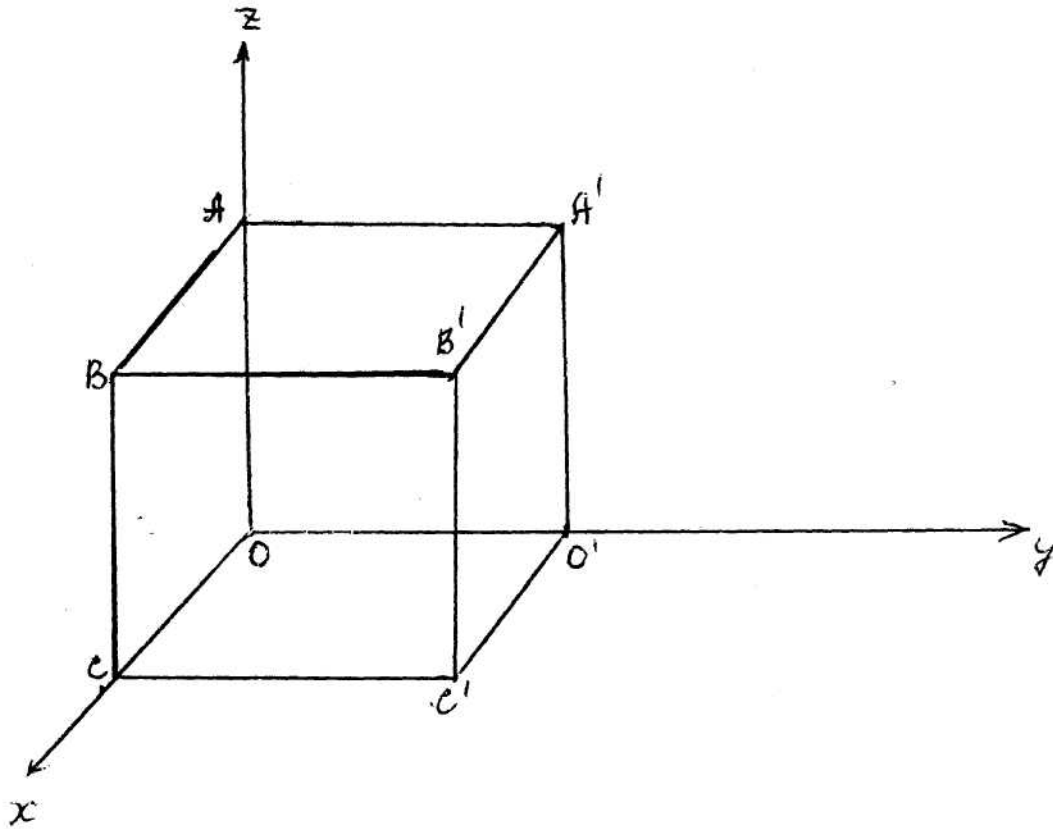
Можна вважати, що повітря – це суцільне середовище. Підставою для цього є той факт, що навіть у дуже малому об'ємі атмосфери міститься дуже велика кількість молекул. Для суцільних середовищ виконується рівняння нерозривності (суцільності).

Розглянемо деякий об'єм повітря у формі паралелепіпеда з ребрами dx , dy , і dz (рис.1.10). Нехай проекції швидкості вітру на початку координат дорівнюють u, v, w . Тоді через грань OABC витікає за одиницю часу маса повітря $\rho v dx dz$. Нехай на відстані dy від початку координат проекція швидкості на вісь y , тобто меридіональна складова, дорівнює $v + dv$. У такому разі через грань A'B'C'O' буде за одиницю часу витікати маса повітря $\rho(v + dv) dx dz$. Отже, приплив повітря до об'єму уздовж осі oy буде дорівнювати

$$v dx dz - (v + dv) dx dz = -dv dx dz. \quad (1.123)$$

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

$$dv = \frac{dv}{dy} dy. \quad (1.124)$$



Риснок 1.10 – До рівняння нерозривності

Тоді приріст маси в об'ємі під впливом розглянутого ефекту буде мати вид

$$-\rho \frac{dv}{dy} dx dy dz . \quad (1.125)$$

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

$$-\rho \frac{du}{dx} dx dy dz , \quad (1.126)$$

$$-\rho \frac{dw}{dz} dx dy dz . \quad (1.127)$$

Отже, сумарний приплив маси повітря до об'єму буде

$$-\rho \left(\frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz} \right) dx dy dz. \quad (1.128)$$

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

$$\frac{d\rho}{dt} dx dy dz. \quad (1.129)$$

Якщо прирівняти величини (1.128) і (1.129), що описують одне і те ж явище, то прийдемо до рівняння

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0. \quad (1.130)$$

Величина, яка розташовується в дужках, є дивергенцією швидкості вітру

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = \text{div } \vec{c}. \quad (1.131)$$

Отже, за рахунок цього, рівняння (1.130) приймає вид

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \text{div } \vec{c} = 0. \quad (1.132)$$

Рівняння (1.130) та (1.132) і є рівнянням нерозривності. Якщо індивідуальну похідну виразити через локальну похідну, то будемо мати:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + v \frac{\partial \rho}{\partial y} + w \frac{\partial \rho}{\partial z} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} + \rho \frac{\partial v}{\partial y} + \rho \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (1.133)$$

або

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial u \rho}{\partial x} + \frac{\partial v \rho}{\partial y} + \frac{\partial w \rho}{\partial z} = 0. \quad (1.134)$$

Рівняння (1.134) – це третя форма рівняння нерозривності.

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

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (1.135)$$

або

$$\operatorname{div} \vec{c} = 0. \quad (1.136)$$

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

$$\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0. \quad (1.137)$$

Рівняння нерозривності має сенс закону зберігання маси повітря.

1.4 Вертикальні рухи повітря. Місцеві мезомасштабні циркуляції

1.4.1. Вертикальні рухи повітря.

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: упорядковані і неупорядковані вертикальні рухи.

Упорядковані 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

$$\rho w = -\int_0^z \left(\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} \right) dz - \int_0^z \frac{\partial \rho}{\partial t} dz. \quad (1.138)$$

Складові u і v швидкості вітру, що входять до формули (1.138), 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

$$w = \frac{1}{l\rho} \left(rot_z \bar{\tau}_0 - rot_z \bar{\tau} \right), \quad (1.139)$$

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

$$rot_z \bar{\tau} = \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial x} - \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial y}, \quad (1.140)$$

де 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 циркуляції.

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.

1.4.2. Місцеві мезомасштабні циркуляції.

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 $10\text{ }^{\circ}\text{C}$ 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 отримуємо 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.

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. Відомо, що 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 ефект сили Коріоліса проявляється незначно

тому, що вони розповсюджуються на невеликій відстані. У такому випадку 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 набирають 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. 1.11.

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).

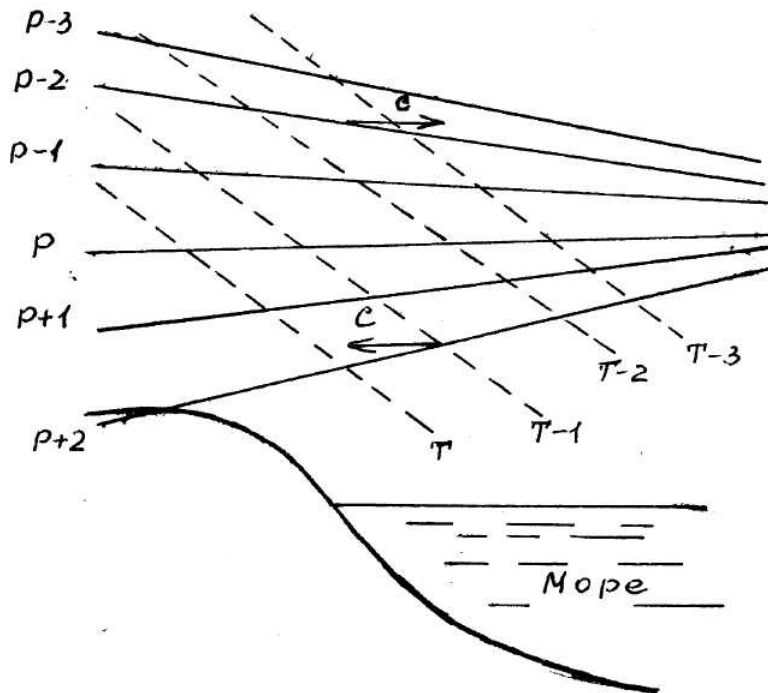


Рисунок 1.11 – Утворення морського бризу

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.

2 Термодинамічні процеси в сухій атмосфері та у вологому повітрі

2.1 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:

$$dq = du_i + dw_i. \quad (2.1)$$

Сухе та чисте повітря, як вже відзначалося, має властивості ідеального газу. Тому

$$du_i = c_v dT_i, \quad (2.2)$$

а робота, що затрачується на збільшення об'єму частки,

$$dw_i = p dV_i. \quad (2.3)$$

У рівнянні (2.2) 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 (2.2) і (2.3) до рівняння (2.1). Будемо мати

$$dq = c_v dT_i + p dV_i. \quad (2.4)$$

Перетворимо це рівняння за допомогою рівняння стану

$$pV_i = R_c T_i. \quad (2.5)$$

Очевидно,

$$p dV_i = R_c dT_i - V_i dp. \quad (2.6)$$

Якщо застосувати рівняння (2.6) до (2.4), то прийдемо до такого виду рівняння першого принципу термодинаміки:

$$dq = (c_v + R_c) dT_i - V_i dp. \quad (2.7)$$

Будемо вважати, що процес відбувається при незмінному атмосферному тиску ($dp = 0$). Тоді приплив тепла приводить лише до зміни температури частки, тобто

$$dq = c_p dT_i, \quad (2.8)$$

де c_p - питома теплоємність при $p = \text{const}$ ($c_p = 1006$ Дж/(кг·К)). При цих умовах рівняння (2.7) і (2.8) дають

$$c_p = c_v + R_c. \quad (2.9)$$

Формула (2.9) називається формулою Майєра. Перейдемо у формулі (2.7) 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,

$$dq = c_p dT_i - R_c T_i \frac{dp}{p}. \quad (2.10)$$

Як і у рівнянні (2.1), перші члени рівняння (2.4) і (2.10) характеризують змінення внутрішньої енергії частки, а другі члени – роботу проти сил тиску, що витрачається на об'ємне розширення.

2.2 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

$$dq = cdT_i, \quad (2.11)$$

де c - політропічна питома теплоємність.

Підставимо формулу (2.11) у рівняння (2.10). Будемо мати

$$(c_p - c) \frac{dT_i}{T_i} = R_c \frac{dp}{p}. \quad (2.12)$$

Проінтегруємо рівняння (2.12) від початкового стану (p_0, T_{i0}, ρ_{i0}) до деякого стану (p_1, T_{i1}, ρ_{i1}) . Отримаємо, очевидно,

$$\frac{T_{i1}}{T_{i0}} = \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{R_c}{c_p - c}}, \quad (2.13)$$

або, якщо від температури за допомогою рівняння стану перейти до питомого об'єму,

$$\frac{V_{i1}}{V_{i0}} = \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{R_c}{c} p^{-c} - 1}. \quad (2.14)$$

Застосуємо тепер формулу Майєра. Тоді після простих перетворень отримаємо рівняння політропи

$$p_0 V_{i0}^k = p_i V_{i1}^k = \dots = p_i V_i^k = const, \quad (2.15)$$

де

$$k = \frac{c_p - c}{c_v - c} \quad (2.16)$$

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

$$dq = c_p dT_i. \quad (2.17)$$

Залежність між питомим об'ємом і температурою повітря у цьому разі визначається першим законом Гей-Люссака

$$\frac{V}{T} = const. \quad (2.18)$$

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

$$dq = p dV_i. \quad (2.19)$$

в) $c = c_v$. Процес відбувається при $V = const$ ($K = \infty$) і кількість тепла пропорційна dT_i

$$dq = c_v dT_i. \quad (2.20)$$

Це ізохоричний процес, і залежність між температурою і тиском визначається другим законом Гей-Люссака

$$\frac{p}{T} = const. \quad (2.21)$$

Окремо розглянемо ще один дуже важливий для атмосфери термодинамічний процес.

Рівняння першого принципу термодинаміки для адіабатичного процесу у сухому повітрі. До цього процесу відноситься процес, для якого

$k = \frac{c_p}{c_v} = \infty$ ($c = 0$). 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:

$$c_p dT_i - R_c T_i \frac{dp}{p} = 0. \quad (2.22)$$

Виконаємо в рівнянні (2.22) розділення змінних та проінтегруємо його в границях від T_{i0} , p_0 до T_i , p . Отримаємо

$$\frac{T_i}{T_{i0}} = \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{R_c}{c_p}}. \quad (2.23)$$

Використаємо тепер формулу Майєра у показникові степеня формули (2.23)

$$\frac{R_c}{c_p} = \frac{c_p - c_v}{c_p} = \frac{\varkappa - 1}{\varkappa} = 0,288.$$

Тоді маємо

$$\frac{T_i}{T_{i0}} = \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\varkappa - 1}{\varkappa}}. \quad (2.24)$$

Формула (2.24) носить назву рівняння Пуассона або рівняння сухої адиабати. Легко бачити, що вона повністю збігається з формулою (2.13) при $c = 0$. Окрім того, видно, що для адиабатичного процесу із загального рівняння політропи приходимо до

$$pV^\varkappa = const. \quad (2.25)$$

Ця формула характеризує залежність між тиском і питомим об'ємом при адиабатичному процесі.

2.3 Потенціальна температура й ентропія

2.3.1. Потенціальна температура у сухому повітрі.

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

$$\theta = T_i \left(\frac{1000}{p} \right)^{\frac{R_c}{c_p}}. \quad (2.26)$$

Визначимо фізичний зміст цієї температури, яка була введена, взагалі кажучи, формально. Для цього прологарифмуємо та продиференціюємо рівняння (2.26)

$$\frac{d\theta}{\theta} = \frac{dT_i}{T_i} - \frac{R_c}{c_p} \frac{dp}{p}. \quad (2.27)$$

Згідно з рівнянням (2.22) права частина (2.27) дорівнює нулю. Тобто

$$d\theta = 0, \quad \theta = \text{const}. \quad (2.28)$$

Це означає, що при адіабатичному процесі потенціальна температура повітряної частки не змінюється, тобто вона є консервативною характеристикою для повітряної маси.

Із рівняння (2.27) легко можна отримати

$$c_p T_i \frac{d\theta}{\theta} = c_p dT_i - R_c T_i \frac{dp}{p}. \quad (2.29)$$

Але права частина цього рівняння є приплив тепла dq . Отже, маємо

$$dq = c_p T_i \frac{d\theta}{\theta}. \quad (2.30)$$

Видно, що коли $d\theta > 0$, то відбувається приплив тепла до об'єму повітря зовні. Звернемося до рівняння (2.29) і розглянемо останній член його правої частини. Очевидно, маючи на увазі основне рівняння статички атмосфери, отримаємо

$$-R_c T_i \frac{dp}{p} = \frac{T_i}{T_e} g dz + g dz - g dz \quad (2.31)$$

або

$$-R_c T_i \frac{dp}{p} = g dz + \frac{g(T_i - T_e)}{T_e} dz. \quad (2.32)$$

Таким чином,

$$c_p T_i \frac{d\theta}{\theta} = c_p dT_i + g dz + \frac{g(T_i - T_e)}{T_e} dz. \quad (2.33)$$

Визначимо суть кожного члену правої частини одержаного рівняння. Вони означають:

$$c_p dT_i = d\chi_i \quad (2.34)$$

змінення тепловмісту, або ентальпії частки;

$$g dz = d\Phi_i^* \quad (2.35)$$

змінення геопотенціалу (потенціальної енергії) частки;

$$\frac{g(T_i - T_e)}{T_e} dz = dE_i \quad (2.36)$$

змінення енергії нестійкості (докладно вона буде вивчатися пізніше). Отже,

$$c_p T_i \frac{d\theta}{\theta} = d\Pi_i, \quad (2.37)$$

де

$$\Pi_i = \chi_i + \Phi_i^* + E_i \quad (2.38)$$

повна енергія частки одиничної маси. Таким чином, змінення потенціальної температури визначає змінення повної енергії повітряної частки. При адіабатичному процесі

$$d\Pi_i = 0 \quad (2.39)$$

і

$$\chi + \Phi_i^* + E_i = const. \quad (2.40)$$

При адіабатичному переміщенні частки повітря її повна енергія не змінюється.

2.3.2 Термодинамічні процеси у вологому повітрі. Адіабатичний процес у вологому ненасиченому водяною паром повітрі

Не насичене водяною паром 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:

$$dq = c_p dT_{vi} - R_c T_{vi} \frac{dp}{p}. \quad (2.41)$$

Як відомо,

$$T_{v_i} = T_i(1 + 0,608s_i), \quad (2.42)$$

де s_i - масова частка водяної пари. Рівняння першого принципу термодинаміки (2.41) 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

$$dT_{v_i} = (1 + 0,608s_i) dT_i. \quad (2.43)$$

Ураховуючи, що процес відбувається адіабатично, а також рівняння (2.42) і (2.43), приходимо до такої форми рівняння першого принципу термодинаміки для вологого ненасиченого повітря:

$$(1 + 0,608s_i)c_p dT_i - R_c(1 + 0,608s_i)T_i \frac{dp}{p} = 0 \quad (2.44)$$

або після скорочення,

$$c_p dT_i - R_c T_i \frac{dp}{p} = 0, \quad (2.45)$$

яке тотожне рівнянню першого принципу термодинаміки при адіабатичному процесі у сухому повітрі (2.22). Отже, термодинамічний процес у ненасиченому вологому повітрі не відрізняється від термодинамічного процесу у сухому повітрі.

2.3.3. 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

$$\int \frac{dq}{T} = 0. \quad (2.46)$$

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

$$\varphi_A - \varphi_B = \int_A^B \frac{dq}{T}. \quad (2.47)$$

Фізична величина φ , що має сенс функції стану, називається ентропією. Інтеграл (2.47) характеризує лише змінення ентропії. Сама ентропія стану визначається тільки з точністю до деякої постійної величини

$$\varphi = \int \frac{dq}{T} + \varphi_0, \quad (2.48)$$

де φ_0 - ентропія в певному стані, який вибирається за початковий.

Диференціал (2.48) дорівнює

$$d\varphi = \frac{dq}{T}. \quad (2.49)$$

За першим принципом термодинаміки dq визначається рівнянням (2.10).

Тоді

$$d\varphi = c_p \frac{dT_i}{T_i} - R_c \frac{dp}{p}. \quad (2.50)$$

Інтеграл від співвідношення (2.50) дає ентропію для сухого повітря

$$\varphi = c_p \ln T_i - R_c \ln p + \varphi_0. \quad (2.51)$$

Ентропію можна виразити і через потенціальну температуру. Дійсно, якщо урахувати формулу (2.37), то рівняння (2.49) дає

$$d\varphi = c_p \frac{d\theta}{\theta} \quad (2.52)$$

звідки

$$\varphi = c_p \ln \theta + const. \quad (2.53)$$

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.

2.4 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

парою у стані рухливої рівноваги. Це означає, що кількість молекул, що залишають поверхню води, дорівнює кількості молекул, які повертаються у рідину. Нерівність $e > E$ у 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

$$u dq = du + edV . \quad (2.54)$$

Введемо поняття термодинамічного потенціалу

$$\Phi = u + eV - T\varphi , \quad (2.55)$$

де u - внутрішня енергія, V - питомий об'єм, φ - ентропія.

При обернених процесах справедливою виявляється формула (2.49). Застосуємо її до рівняння першого принципу термодинаміки (2.54)

$$Td\varphi = du + edV \quad (2.56)$$

або

$$du + edV - Td\varphi = 0 . \quad (2.57)$$

Процес переходу з одного фазового стану до іншого відбувається при $e = const$ і $T = const$, якщо він рівноважний. Проінтегруємо при цих умовах рівняння (2.49). Будемо мати:

$$\int_A^B dq = \int_A^B Td\varphi = T(\varphi_B - \varphi_A) . \quad (2.58)$$

Оскільки для насиченої пари

$$dq = du + EdV, \quad (2.59)$$

то інтеграл від рівняння (2.59) дає

$$\int_A^B dq = u_B - u_A + E(V_B - V_A). \quad (2.60)$$

Отже, маємо

$$u_A + EV_A - T\varphi_A = u_B + EV_B - T\varphi_B. \quad (2.61)$$

Повертаючись до формули (2.55), можемо зробити висновок, що при переході від пари до води термодинамічний потенціал не змінюється

$$\Phi_A = \Phi_B = \Phi = const. \quad (2.62)$$

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

$$\Phi_A + d\Phi_A = \Phi_B + d\Phi_B \quad (2.63)$$

або, враховуючи (2.62),

$$d\Phi_A = d\Phi_B. \quad (2.64)$$

Знайдемо диференціал рівняння (2.55)

$$d\Phi = du + EdV + VdE - \varphi dT - Td\varphi \quad (2.65)$$

і використаємо рівняння (2.57). Отримаємо

$$d\Phi = VdE - \varphi dT, \quad (2.66)$$

що при умові (2.64) дає

$$V_A dE - \varphi_A dT = V_B dE - \varphi_B dT. \quad (2.67)$$

Звідси

$$\frac{dE}{dT} = \frac{\varphi_B - \varphi_A}{V_B - V_A}. \quad (2.68)$$

Але відповідно до формули (2.58)

$$\varphi_B - \varphi_A = \frac{1}{T} \int_A^B dq = \frac{L}{T}, \quad (2.69)$$

де L - прихована питома теплота пароутворення.

Отже,

$$\frac{dE}{dT} = \frac{L}{T(V_B - V_A)}. \quad (2.70)$$

Рівняння (2.70) називається рівнянням Клаузюса-Клапейрона. Питомий об'єм водяної пари, очевидно, значно більший, ніж питома 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 ($e = E$)

$$V_n = \frac{R_n T}{E}. \quad (2.71)$$

Ураховуючи всі ці факти, приходимо до такої форми рівняння Клаузюса-Клапейрона:

$$\frac{dE}{dT} = \frac{LE}{R_n T^2}. \quad (2.72)$$

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

$$L = L_0 - 2,72 t, \quad (2.73)$$

де t - температура у шкалі Цельсія, $L_0 = 2500 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$ – 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 $L = L_0 = \text{const}$.

3 НЕАДІАБАТИЧНА МОДЕЛЬ КОНВЕКЦІЇ

3.1 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. Горизонтальний потік повітря біля земної поверхні в багатьох випадках приводить 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

$$\alpha = \frac{1}{m} \frac{dm}{dz}. \quad (3.1)$$

Як показали дослідження, показник зтягування для елементів конвекції визначається формулою

$$\alpha = \frac{c}{R}, \quad (3.2)$$

де R - радіус поперечного перерізу конвективного елементу,
 c - безрозмірний коефіцієнт ($c = 0,2$ для струменя, $c = 0,6$ для терміка). Показник зтягування має розмірність м^{-1} і може коливатися у широких границях від 10^{-5} до 10^{-3} м^{-1} .

3.2 Система рівнянь динаміки терміка

При розгляданні руху терміка в атмосфері треба урахувати 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

$$\frac{d(mw)}{dt} = F. \quad (3.3)$$

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

$$F = \beta m \Delta T, \quad (3.4)$$

де $\beta = \frac{g}{T_e}$ параметр плавучості, $\Delta T = T_i - T_e$ - перегрів терміка відносно оточуючого повітря. Отже,

$$\frac{d(mw)}{dt} = \beta m \Delta T. \quad (3.5)$$

Перетворимо ліву частину рівняння (3.5). Якщо його про-
диференціювати, то прийдемо до рівняння

$$\frac{dw}{dt} = \beta\Delta T - \frac{w}{m} \frac{dm}{dt}. \quad (3.6)$$

Похідні лівої і правої частини рівняння (3.6) помножимо та розділимо
на dz . Ураховуючи, що $\frac{dz}{dt} = w$, маємо

$$w \frac{dw}{dz} = \beta\Delta T - w^2 \frac{1}{m} \frac{dm}{dz}. \quad (3.7)$$

Використовуючи визначення параметру затягування (3.1), після
елементарних перетворень приходимо до рівняння руху у такій формі:

$$\frac{dw^2}{dz} + 2\alpha w^2 = 2\beta\Delta T. \quad (3.8)$$

У рівнянні (3.8) 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

$$dq = c_p dT_i - R_c T_i \frac{dp}{p}. \quad (3.9)$$

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

$$dq = -c_p (T_i - T_e) \frac{dm}{m}. \quad (3.10)$$

Отже, для одиниці часу маємо

$$c_p \frac{dT_i}{dt} - \frac{R_c T_i}{p} \frac{dp}{dt} = -\frac{c_p}{m} (T_i - T_e) \frac{dm}{dt} \quad (3.11)$$

або, якщо замість dp записати його значення за основним рівнянням статички атмосфери і поділити обидві частини (3.11) на c_p , маючи на увазі,

що $\frac{dz}{dt} = W$, то

$$\frac{dT_i}{dt} + \gamma_a W = -(T_i - T_e) \frac{1}{m} \frac{dm}{dt}. \quad (3.12)$$

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

$$\frac{d\Delta T}{dz} + \alpha \Delta T + (\gamma_a - \gamma) = 0, \quad (3.13)$$

де α - коефіцієнт тріного розширення $\alpha = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T}$.

Таким чином, ми прийшли до системи диференціальних рівнянь

$$\begin{cases} \frac{dW^2}{dz} + 2\alpha W^2 = 2\beta \Delta T, \\ \frac{d\Delta T}{dz} + \alpha \Delta T + \gamma_a - \gamma = 0, \end{cases} \quad (3.14)$$

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.

3.3 Динаміка сухого терміка при постійному показнику затягування

Змінювання перегріву терміка. Будемо вважати, що параметр затягування з висотою не змінюється, а стратифікація шару, у якому відбувається рух терміка, визначається вертикальним градієнтом температури $\gamma = const$. Проінтегруємо рівняння (3.13). Для цього, перш за все, розділимо змінні та виконаємо очевидні перетворення. Будемо мати

$$\frac{d(\alpha\Delta T + \gamma_a - \gamma)}{\alpha\Delta T + \gamma_a - \gamma} = -\alpha dz. \quad (3.15)$$

Запишемо загальний розв'язок цього диференціального рівняння

$$\alpha\Delta T + \gamma_a - \gamma = C_1 e^{-\alpha z} \quad (3.16)$$

або, якщо позначити $C = \frac{C_1}{\alpha}$ і

$$A = \frac{\gamma_a - \gamma}{\alpha}, \quad (3.17)$$

то отримаємо

$$\Delta T = C e^{-\alpha z} - A. \quad (3.18)$$

Для визначення значення сталої інтегрування поставимо таку граничну умову:

$$\text{при } z = 0, \Delta T = \Delta_0 T, \quad (3.19)$$

де $\Delta_0 T$ - початковий перегрів терміка. Тоді маємо для сталої C таке

значення

$$C = \Delta_0 T + A. \quad (3.20)$$

Отже, при незмінному показнику затягування перегрів терміка буде змінюватись з висотою за таким законом

$$\Delta T = (\Delta_0 T + A)e^{-\alpha z} - A. \quad (3.21)$$

Із формули (3.21) 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 (3.21) використати умову $\Delta T = 0$. Тоді будемо мати:

$$z_T = \frac{1}{\alpha} \ln(1 + \alpha z_a), \quad (3.22)$$

де

$$z_a = \frac{\Delta_0 T}{\gamma_a - \gamma}. \quad (3.23)$$

Виявимо сенс параметра z_a . Для цього виконаємо потенціювання рівняння (3.22) з урахуванням формули (3.23). Це дає формулу

$$1 + \alpha \frac{\Delta_0 T}{\gamma_a - \gamma} = e^{\alpha z_T}. \quad (3.24)$$

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

$$\Delta_0 T = (\gamma_a - \gamma) z_T. \quad (3.25)$$

Якщо підставити тепер значення $\Delta_0 T = T_{i0} - T_{e0}$, то прийдемо до формули

$$T_{i0} - \gamma_a z_T = T_{e0} - \gamma z_T, \quad (3.26)$$

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 зтягування, тобто при адіабатичному процесі. До такого ж висновку можна прийти, якщо здійснити граничний перехід у рівнянні (3.22) при $\alpha \rightarrow 0$. Використовуючи правило Лопіталя, маємо

$$\lim_{\alpha \rightarrow 0} z_T = \lim_{\alpha \rightarrow 0} \frac{\ln(1 + \alpha z_a)}{\alpha} = \lim_{\alpha \rightarrow 0} \frac{z_a}{1 + \alpha z_a} = z_a. \quad (3.27)$$

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. 3.1 показано змінювання перегріву терміка при адіабатичному підйомі та при підйомі з ефектом зтягування.

Змінювання швидкості підйому терміка. Знання закону зменшення перегріву терміка з висотою дає можливість приступити до інтегрування рівняння руху терміка (3.8), яке запишемо у такій формі

$$\frac{dW^2}{dz} + 2\alpha W^2 = 2\beta \left[(\Delta_0 T + A) e^{-\alpha z} - A \right]. \quad (3.28)$$

У рівнянні (3.28) замість $\Delta T(z)$ - підставлене його значення із формули (3.21).

Диференціальне рівняння (3.28) відноситься до класу лінійних неоднорідних диференціальних рівнянь першого порядку з постійними коефіцієнтами. Його розв'язок має вид

$$W^2 = \frac{2\beta}{\alpha} \left[(\Delta_0 T + A) e^{-\alpha z} - \frac{A}{2} \right] + c e^{-2\alpha z}. \quad (3.29)$$

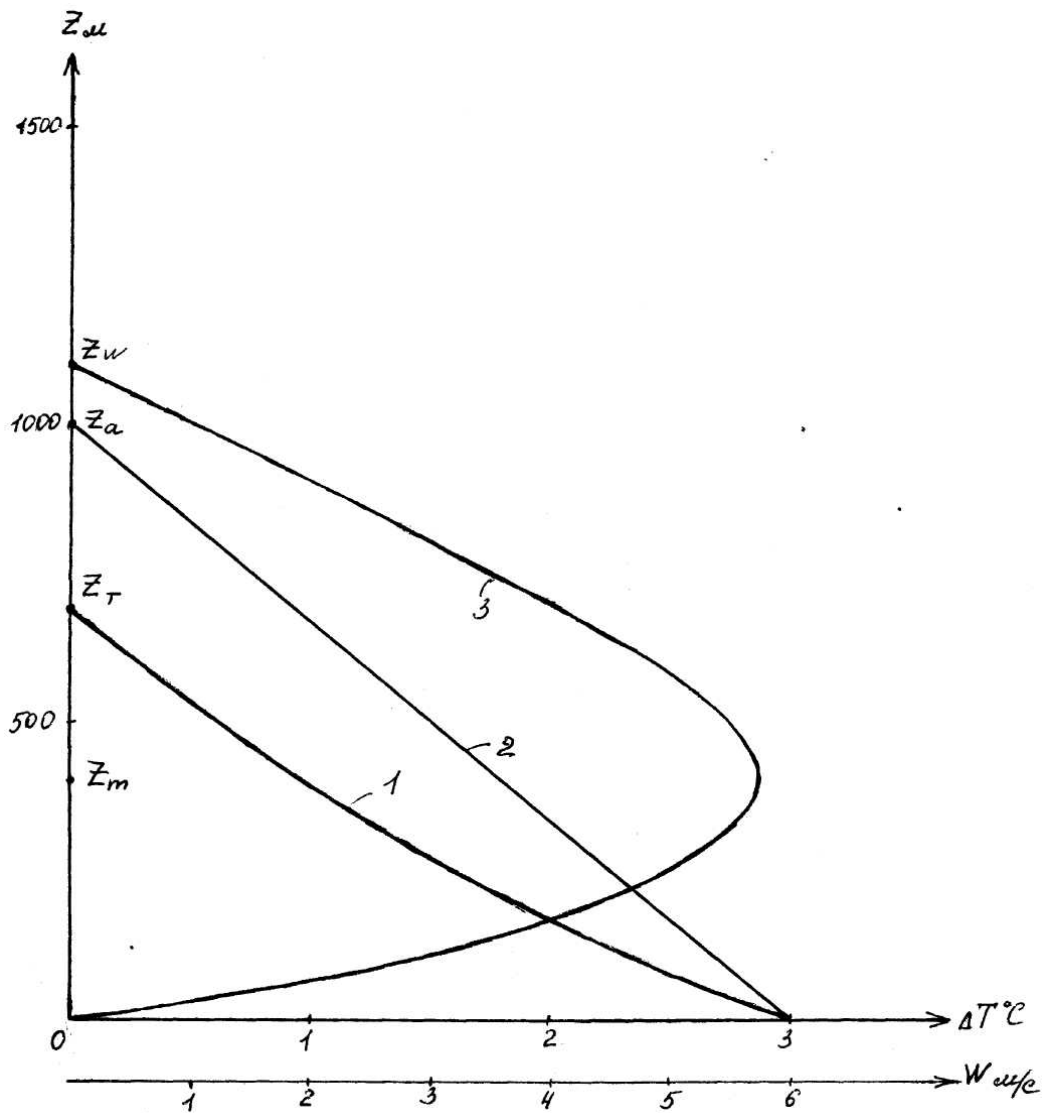


Рисунок 3.1 – Змінення з висотою характеристик терміка ($\alpha = const$)
 1 – змінення температури; 2 – змінення температури при
 адіабатичному процесі; 3 – змінення швидкості підйому
 терміка

Для визначення сталої інтегрування c приймемо такі граничні умови: при $z = 0$, $W = 0$. Цим граничним умовам відповідає така формула, що характеризує закон змінювання швидкості підйому терміка:

$$W^2(z, \alpha) = \frac{\beta}{\alpha} \left[2(\Delta_0 T + A) e^{-\alpha z} - (2\Delta_0 T + A) e^{-2\alpha z} - A \right]. \quad (3.30)$$

Із рівняння (3.30) 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

$$z_m = \frac{1}{\alpha} \ln \frac{2\Delta_0 T + A}{\Delta_0 T + A}. \quad (3.31)$$

Досить легко можна показати, що $\frac{d^2 W^2}{dz^2} < 0$ у точці z_m , тобто формула (3.31) 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 (3.31) до формули (3.30). При цьому треба згадати про існування основної логарифмічної тотожності $a^{\log_a^n} = n$. У результаті після нескладних перетворень отримаємо формулу

$$W_m = \left[\frac{\beta(\Delta_0 T)^2}{\gamma_a - \gamma + 2\alpha\Delta_0 T} \right]^{1/2}. \quad (3.32)$$

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 (3.30) 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

$$z_w = \frac{1}{\alpha} \ln(1 + 2\alpha z_a), \quad (3.33)$$

де z_a визначається формулою (3.23). На основі формули (3.33) можна знайти, чому дорівнює рівень конвекції при адиабатичному процесі, тобто коли процес затягування оточуючого повітря у термік відсутній ($\alpha = 0$). Для цього, очевидно, досить здійснити граничний перехід у рівнянні (3.33) при $\alpha \rightarrow 0$. Будемо мати $z_w = 27a$.

Отже, при адиабатичному 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. 3.1 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 адиабатичному процесі за методом частки майже на 900 м.

3.4 Рух сухого терміка зі змінним показником затягування

Модель показника затягування. При попередніх розгляданнях ми вважали, що інтенсивність затягування 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 затягуватися у термік з оточуючого середовища, тобто до змінювання показника затягування. 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

$$m = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho_i. \quad (3.34)$$

По-перше, будемо вважати, що еквівалентний радіус терміка змінюється з висотою при його підйомі за лінійним законом

$$R = R_0 + az, \quad (3.35)$$

де R_0 - початковий радіус терміка,
 a - коефіцієнт (він може приймати значення у границях 0,20...0,25).

Використовуючи формулу (3.34), знайдемо $\frac{dm}{dz}$. Очевидно,

$$\frac{dm}{dz} = \frac{4}{3}\pi \left[3R^2 \frac{dR}{dz} \rho_i + R^3 \frac{d\rho_i}{dz} \right]. \quad (3.36)$$

Оцінка членів правої частини рівняння (3.36) показує, що другий член на два порядки менший, ніж перший. Тому ним можна знехтувати. Тоді

$$\frac{dm}{dz} = 4\pi R^2 \rho_i \frac{dR}{dz}. \quad (3.37)$$

Якщо тепер підставити рівняння (3.34) і (3.36) до формули (3.1), то після скорочень прийдемо до формули

$$\alpha = \frac{3}{R} \frac{dR}{dz} \quad (3.38)$$

або, якщо мати на увазі формулу (3.35),

$$\alpha = \frac{3}{\epsilon + z}, \quad (3.39)$$

де

$$\epsilon = \frac{R_0}{a}. \quad (3.40)$$

Очевидно, при $z = 0$, показник зтягування має значення $\alpha = \frac{3}{\varrho}$, тобто залежить від початкового еквівалентного радіуса терміка. Зі збільшенням висоти відбувається зменшення α за гіперболічним законом.

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 (3.39). Диференціальне рівняння для перегріву, очевидно, тепер буде мати вид

$$\frac{\alpha \Delta T}{dz} + \frac{3}{\varrho + z} \Delta T = -(\gamma_a - \gamma). \quad (3.41)$$

Як і попередньо, будемо вважати, що $\gamma = const$. Загальний розв'язок цього лінійного рівняння визначається таким чином:

$$\Delta T = -\frac{\gamma_a - \gamma}{4}(\varrho + z) + C(\varrho + z)^{-3}. \quad (3.42)$$

Прийmemo для визначення сталої інтегрування такі ж граничні умови, як і при розгляданні динаміки терміка з постійним показником зтягування, тобто

$$\Delta T = \Delta_0 T \quad \text{при } z = 0$$

Застосувавши цю граничну умову, отримаємо

$$c = (\Delta_0 T + B) \frac{1}{\varrho^{-3}}, \quad (3.43)$$

де

$$B = \frac{\gamma_a - \gamma}{4} \varrho. \quad (3.44)$$

Якщо, крім того, застосувати позначення

$$\tilde{z} = 1 + \frac{z}{\epsilon}, \quad (3.45)$$

то прийдемо до формули

$$\Delta T = (\Delta_0 T + B) \tilde{z}^{-3} - B \tilde{z}. \quad (3.46)$$

Аналіз рівняння (3.46) 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 (3.46) маємо:

$$\tilde{z}_T^4 = 1 + \frac{\Delta_0 T}{B} \quad (3.47)$$

або, застосувавши рівності (3.44) і (3.45),

$$\left(1 + \frac{z_T}{\epsilon}\right)^4 = 1 + \frac{\Delta_0 T}{\gamma_a - \gamma} \cdot \frac{4}{\epsilon}. \quad (3.48)$$

Звідси

$$z_T = \epsilon \left[\left(1 + \frac{4z_a}{\epsilon}\right)^{1/4} - 1 \right]. \quad (3.49)$$

У рівнянні (3.49) z_a визначається формулою (3.23).

Розглянемо тепер, як змінюється з висотою швидкість підйому терміка. Якщо ураховувати формулу (3.45) та (3.46), то дуже просто на основі властивостей диференціалу привести рівняння руху терміка (3.8) до виду

$$\frac{dW^2}{d\tilde{z}} + \frac{6W^2}{\tilde{z}} = 2\beta\epsilon \left[(\Delta_0 T + B)\tilde{z}^{-3} - B\tilde{z} \right]. \quad (3.50)$$

Це теж неоднорідне лінійне диференціальне рівняння з постійними коефіцієнтами. Його загальний розв'язок такий:

$$\frac{d}{d\tilde{z}} + \frac{6W^2}{\tilde{z}} W^2 = 2\beta\epsilon \left[\frac{\Delta_0 T + B}{4} \tilde{z}^{-2} - \frac{B}{8} \tilde{z}^2 \right] + C\tilde{z}^{-6}. \quad (3.51)$$

При граничній умові $z = 0$, $w = 0$; $\tilde{z} = 1$

$$C = \frac{\beta\epsilon}{2} \left[\frac{\epsilon}{2} - (\Delta_0 T + B) \right]. \quad (3.52)$$

Отже,

$$W^2 = \frac{\beta\epsilon}{2} \left[(\Delta_0 T + B)\tilde{z}^{-2} - \frac{B}{2}\tilde{z}^2 + \frac{B}{2}\tilde{z}^{-6} - (\Delta_0 T + B)\tilde{z}^{-6} \right]. \quad (3.53)$$

Прості перетворення приводять рівняння (3.53) до виду

$$W^2 = \frac{\beta\epsilon}{2} \tilde{z}^{-6} (\tilde{z}^4 - 1) \left[\Delta_0 T + B - \frac{B}{2} (\tilde{z}^4 + 1) \right]. \quad (3.54)$$

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 (3.54) і розв'язати отримане рівняння відносно z_W . Тоді будемо мати

$$z_W = \epsilon \left[\left(1 + \frac{8z_a}{\epsilon} \right)^{1/4} - 1 \right]. \quad (3.55)$$

Як і при постійному показнику затягування, рівень конвекції розташовується вище, ніж рівень вирівнювання температури. Про це свідчать формули (3.49) та (3.55).

Знайдемо тепер висоту, на якій швидкість підйому терміка найбільша. Для цього, очевидно, треба знайти точку максимуму функції (3.53). Знаходячи похідну цієї функції і прирівнюючи її до нуля, прийдемо до такого рівняння:

$$\tilde{z}^8 + 2 \left(\frac{\Delta_0 T}{B} + 1 \right) \tilde{z}^4 - 6 \left(\frac{\Delta_0 T}{B} + 1 \right) + 3 = 0. \quad (3.56)$$

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,

$$z_m = \left\{ \left[\left(\frac{\Delta_0 T}{B} + 1 \right)^2 + 6 \left(\frac{\Delta_0 T}{B} + 1 \right) - 3 \right]^{1/2} - \left(\frac{\Delta_0 T}{B} + 1 \right) \right\}^{1/4}. \quad (3.57)$$

Співвідношення між безрозмірною висотою \tilde{z} і висотою розмірною z дає для висоти рівня максимальної швидкості підйому терміка формулу

$$z_m = \epsilon (\tilde{z}_m - 1). \quad (3.58)$$

Для того, щоб знайти значення максимальної швидкості, очевидно, треба підставити z_m до формули (3.54).

На рис. 3.2 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 $z_m = 70\text{ м}$.

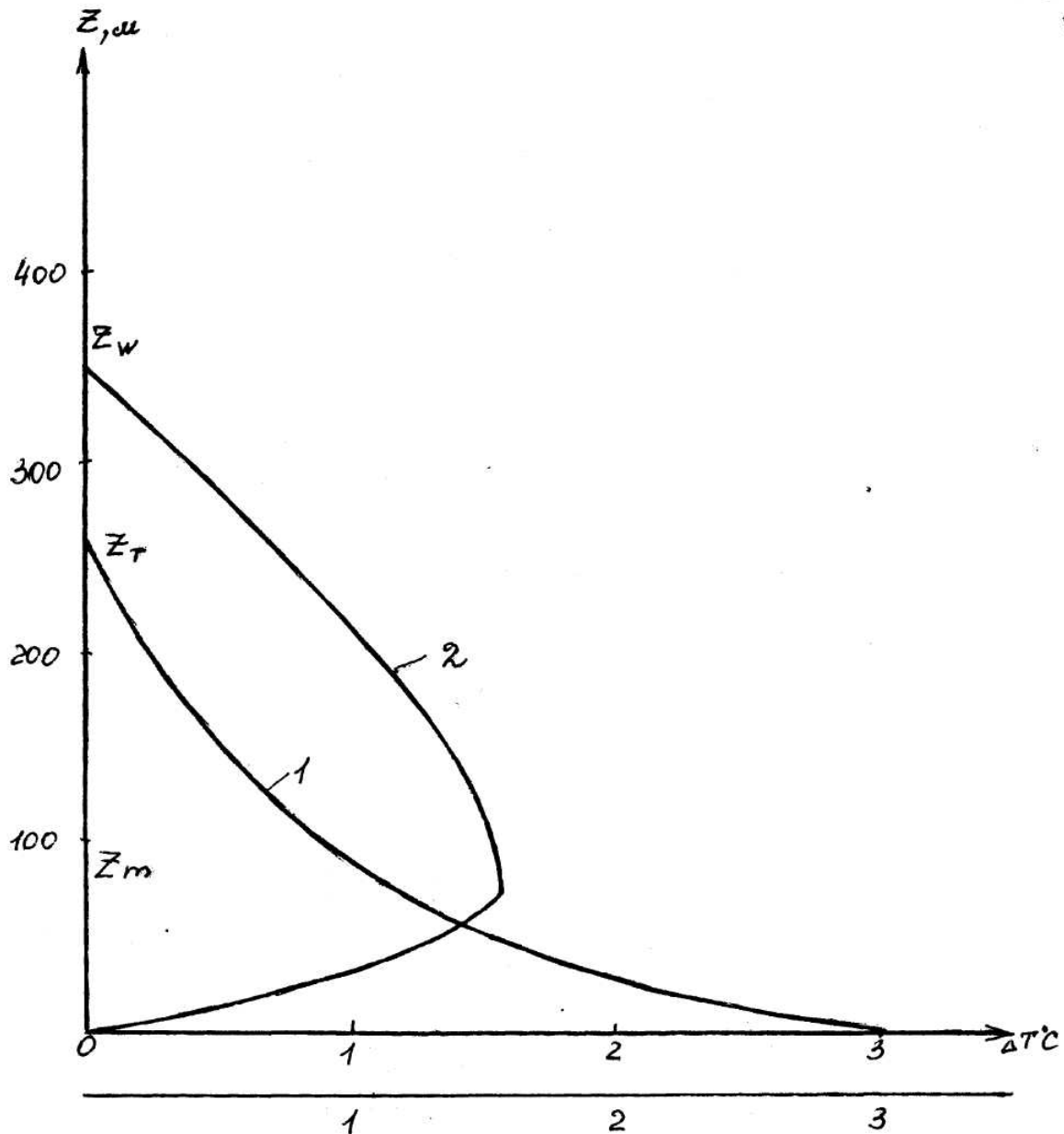


Рисунок 3.2 – Змінення характеристик терміка при змінному показнику зтягування. 1 – змінення температури; 2 – змінення швидкості підйому терміка

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 зміння 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.

4 СОНЦЕ І СОНЯЧНА АКТИВНІСТЬ

4.1 Фізичні явища, які утворюються на сонці

Сонце не є стаціонарним утворенням. Під дією термоядерних реакцій, які відбуваються в його центральній частині, воно неперервно змінюється. У результаті цього як усередині Сонця, так і у його атмосфері відбуваються процеси, прояви яких спостерігаються у вигляді цілого ряду фізичних явищ. До них відносяться сонячні плями, факели і флокули, протуберанці і волокна, сонячні спалахи і коронарні конденсації.

Розглянемо основні особливості цих явищ.

Сонячні плями. Сонячні плями – це відносно темні утворення на поверхні Сонця, які мають такий вигляд тільки за контрастом з оточуючою їх більш яскравою фотосферою. За фотометричними вимірюваннями яскравість у середині великої плями, розташованої у центрі сонячного диска, складає 0,42 від яскравості незбуреного фону фотосфери. Типова сонячна пляма має розміри декількох десятків тисяч кілометрів і складається з темної центральної частини – тині (ядра) і волокнистої півтині. Найважливіша особливість плям – наявність в них сильних магнітних полів. Магнітне поле пригнічує конвективні рухи газу, що переносять енергію з глибини сонячної атмосфери вгору. Внаслідок цього в області плями температура виявляється меншою приблизно на 1500-2000 °С.

Сонячні плями частіше зустрічаються групами, рідко – одиночними. Групи плям об'єднують до декількох десятків плям різних розмірів. Як правило, у групі спостерігається дві найбільш великі плями, які розташовуються по краях групи. Одна, найбільша – на заході, а інша, трохи менша – на сході.

Багаторічні спостереження показали, що плямоутворююча діяльність Сонця має у середньому 11-річний період з одним максимумом і одним мінімумом кількості плям. Цей період отримав назву 11-річного сонячного циклу активності.

Критерієм потужності групи сонячних плям вважають їх площу (S), яку вони займають на поверхні Сонця. Ця площа вимірюється у мільйонних частках півсфери (м.ч.п.) або у мільйонних частках диска (м.ч.д.). Чим більша площа групи, тим більш рідко вона зустрічається.

У табл. 4.1 наводиться розподіл груп сонячних плям за площею.

Компактні групи з $S > 500$ м.ч.п. спостерігаються неозброєним оком. У періоди високої сонячної активності на диску Сонця можуть одночасно спостерігатися до чотирьох таких груп. Найбільша з них, що спостерігалася у 1947 р., мала $S_{\max} = 6132$ м.ч.п. У середньому 8 груп протягом кожного 11-річного сонячного циклу мали $S_{\max} > 1500$ м.ч.п.

Спостереження показують, що термін життя групи сонячних плям пов'язаний з максимальним значенням її площі за допомогою рівняння

$$T = 0,1 S_{\max}, \quad (4.1)$$

де T – термін життя, діб;

S_{\max} – максимальне значення площі, м.ч.п.

Таблиця 4.1 – Розподіл сонячних плям за площею

Середня площа у час проходження по диску (м.ч.п.)	Відносна кількість груп (у % до загальної кількості)
1 – 250	85,60
250 – 500	9,20
500 – 750	3,00
750 – 1000	1,00
1000 – 1500	0,61
1500 – 2000	0,38
> 2000	0,23

Отже, група з площею 400 м.ч.п. живе у середньому близько 40 діб, тобто протягом більше одного оберту Сонця. Дуже великі групи живуть 100 й більше діб.

Сонячні плями сконцентровані у кожній півсфері Сонця у відносно вузькому поясі ($\pm 35^\circ$) паралельно сонячному екватору. Середня широта сонячних плям залежить від фази сонячного циклу, причому вона найбільша на початку циклу і поступово зменшується наприкінці.

Як вже зазначалося, сонячні плями супроводжуються сильним магнітним полем. У найменших плям напруженість магнітного поля може бути близько $8 \cdot 10^3$ А/м, а у великих плям вона досягає $4 \cdot 10^5$ А/м. Поле послабляється від центра до краю плями. За магнітними властивостями групи плям поділяються на уніполярні, біполярні та складні.

Уніполярні групи складаються з одної або декількох плям, які мають однакову магнітну полярність. У *біполярній* групі головні плями мають протилежну магнітну полярність. Та пляма, яка відповідає виходу силових ліній магнітного поля з фотосфери, має північну полярність, а та, в області якої силові лінії входять назад під фотосферу – південну. До *складних* груп відносять такі групи, у яких полярність магнітного поля окремих плям розподіляється так нерегулярно, що їх неможливо віднести до групи біполярних. До складних груп відносяться найбільші за розмірами й найактивніші групи.

Вважають, що магнітні поля плям виникають у глибоких шарах Сонця і через деякий час виносяться на поверхню світила, а потім занурюються знову у його глибини іонізованим газом. Магнітна полярність головних плям північної півсфери Сонця співпадає з полярністю хвостових плям південної півсфери. Така полярність зберігається протягом 11-річного сонячного циклу. У період мінімуму сонячної активності відбувається зміна полярності головних плям на обернену. Отже, магнітний період сонячних плям охоплює два сонячних

цикли і його середня тривалість дорівнює 22 рокам.

Кількість сонячних плям й площа, яку вони займають на поверхні Сонця, безперервно змінюється. Для характеристики плямоутворюючої діяльності використовують відносне число сонячних плям, яке називають числом Вольфа (W). Воно розраховується за формулою

$$W = k(10g + f) \quad (4.2)$$

де g – кількість груп плям;

f – кількість плям;

k – коефіцієнт зведення до однорідного ряду.

Для характеристики загального ходу плямоутворюючої діяльності Сонця розраховують їх середньомісячні й середньорічні значення.

Факели і флокули. Факелами називають більш яскраві ділянки фотосфери, які розташовуються поблизу від сонячних плям. Майже кожна група сонячних плям оточується факельними полями. Вони можуть з'являтися до виникнення плям і залишатися видимими після їх зникнення ще протягом декількох обертів Сонця. В факелах вивільнюється енергія, що пригнічується магнітним полем у плямах. Вважають, що факельні поля – це такі області, де завдяки турбулентності й конвекції з глибоких нижніх підфотосферних рівнів піднімаються уверх більш нагріті гази. Температура факелів на 100 – 300 °С вище температури фотосфери.

Фотосферний факел, який безпосередньо переходить у хромосферний факел, має назву флокул. Температура флокула вище температури оточуючої хромосфери на всіх рівнях.

Середня інтенсивність факелів і флокулів, а також їх площа змінюються від мінімуму до максимуму у 11-річному циклі сонячної активності.

Протуберанці. Протуберанці – це газові утворення дуже різних форм, які спостерігаються у вигляді яскравих утворень (арок) на околиці сонячного диска у сонячній короні. У тих випадках, коли протуберанці проектується на диск Сонця, вони спостерігаються як витягнуті темні смуги неправильної будови і називаються волокнами. Отже, протуберанці й волокна є формами одного й того ж сонячного явища. Протуберанці – це потоки більш холодної речовини, що виникають усередині гарячої й розрідженої корони. Поява речовини, яка світиться на більш темному фоні корони, є результатом згущення корональної речовини під дією сил, що мають електромагнітний характер.

За характером руху всі протуберанці поділяють на дві категорії: спокійні й рухливі. Спокійні протуберанці – найбільш стійкі сонячні

утворення, які не змінюючи суттєво зовнішньої форми, можуть існувати протягом декількох місяців. Рухливі протуберанці мають помітний загальний рух, іноді дуже швидкий, який супроводжується значною зміною їх структури.

Спокійні протуберанці мають у середньому розміри: довжину $2 \cdot 10^5$ км, товщину – 6600 км, висоту 42000 км. Ці величини можуть змінюватися у широких межах. У середині протуберанців спостерігаються хаотичні рухи зі швидкостями 5-10 км/с.

Рухливі протуберанці існують від декількох хвилин до декількох годин, а в окремих випадках до декількох діб. Швидкість руху речовини у таких протуберанцях від 100 до 300 км/с, а в окремих випадках – до 1000 км/с. Найбільш часто такі протуберанці досягають висоти $1,5 \cdot 10^5$ км, а іноді $1,5 \cdot 10^6$ км.

Корональні конденсації. Дослідження радіовипромінювання Сонця й спостереження корони показали, що усередині корони над збуреними областями фотосфери і хромосфери виникають згущення корональної речовини, які називаються корональними конденсаціями. Густина речовини у них порівняно з незбуреною короною збільшується у 10 разів, а температура може сягати $3,6 \cdot 10^6$ К. Структура корональних конденсацій та її зміни тісно пов'язані зі змінами магнітного поля фотосфери.

Корональні конденсації є джерелом інтенсивного рентгенівського випромінювання, яке приблизно у 70 разів перевищує випромінювання незбуреної корони. Вони також є областями підвищеної інтенсивності випромінювання Сонця у сантиметровому і дециметровому діапазонах.

Сонячні спалахи. До найбільш сильних проявів сонячної діяльності відноситься сонячний або хромосферний спалах. Це короткочасний процес вибухового характеру, який охоплює деяку область сонячної атмосфери. Він супроводжується інтенсивним рухом великих мас яскравого газу, раптовим посиленням корпускулярного випромінювання й випромінювань у оптичному, ультрафіолетовому і радіодіапазонах, генерацією жорстких рентгенівських та гамма-променів, а іноді також сонячних космічних променів.

Сонячні спалахи – це явище, яке часто спостерігається на Сонці. У період високої активності Сонця їх число досягає 300 за одне обертання Сонця. Найбільш часто спалахи з'являються у часи розвитку або розпаду сонячних плям. Інтенсивні випромінювання при сонячних спалахах чинять безпосередній вплив на характеристики іоносфери, магнітосфери і навколоземного космічного простору. Потоки сонячних космічних променів від сильних спалахів можуть призводити до зростання інтенсивності вторинного космічного випромінювання.

Майже всі сонячні спалахи виникають в околицях сонячних плям і ніколи не виходять за межі факельної області. Частіше вони з'являються у магнітно-нейтральних областях груп плям складної полярності. Безпосередньо перед виникненням спалахів спостерігається збільшення градієнтів магнітного поля. Приблизне співвідношення між відносним числом сонячних плям (чисел Вольфа) і частотою появи сонячних спалахів має вигляд:

$$E \approx 0,061 W, \quad (4.3)$$

де E – середньодобове число сонячних спалахів.

Наприклад, у період максимуму сонячного циклу, коли $W = 150$ за добу, може відбутися у середньому близько 9 сонячних спалахів.

Електромагнітні і корпускулярні випромінювання сонячних спалахів створюють геофізичні ефекти в земній атмосфері і навколоземному просторі. Ультрафіолетове і рентгенівське випромінювання спричиняють одночасні ефекти, а корпускулярні потоки і сонячні космічні промені дають початок запізнілим ефектам.

До одночасних ефектів відносяться раптові іоносферні збурення: затухання коротких радіохвиль, раптові фазові аномалії радіохвиль, посилення атмосфериків. Всі ці збурення виникають лише на тій півсфері Землі, яка під час спалаху обернена до Сонця.

Запізнілі ефекти – це магнітні й іоносферні бурі, полярні сяйва, різкі збільшення температури й густини повітря у верхній атмосфері, явища у її радіаційних поясах, а також зміни циркуляції стратосфери.

4.2 Сонячна активність і центри активності

Сонячні явища, які розглядалися у попередньому розділі, не виникають ізольовано, а тісно зв'язані одне з одним і відбуваються у обмежених областях, які називають центрами активності або активними областями.

Типовий центр активності є утворенням, яке займає на поверхні Сонця велику площу і охоплює всі шари сонячної атмосфери. Розвиток такого центру починається з появи слабкого біполярного магнітного поля, потім виникають факели у фотосфері і флокули у хромосфері. При подальшому розвитку утворюється група плям, навколо якої виникають протуберанці, а усередині її – сонячні спалахи. У нижній частині корони утворюються корональні конденсації. Через деякий час виникає площа з інтенсивною магнітною областю факельних і флокульних полів. Після досягнення максимального розвитку центра активності інтенсивність всіх

сонячних явищ починає знижуватися і вони поступово зникають. Магнітне поле, яке є з'єднуючою ланкою усіх явищ, зникає останнім.

Група сонячних плям є суттєвою частиною центру активності. Однак можуть бути центри активності, де візуально не спостерігається ніяких явищ, а існує лише магнітне поле. Такі центри називають М – областями.

На диску Сонця може спостерігатися декілька центрів активності. Вони виникають незалежно і тривалість їх життя може бути різною: деякі центри активності діють лише декілька тижнів, інші можуть існувати 100-200 діб і навіть триваліше. Кількість центрів активності залежить від відносного числа сонячних плям, від фази сонячного циклу. Вони можуть займати до 1/10 площини видимої півсфери Сонця.

Сонячна активність – це сукупність фізичних явищ, які відбуваються на Сонці. Оскільки вони виникають у центрах активності, то сонячна активність безпосередньо пов'язана з кількістю та інтенсивністю центрів активності на Сонці.

Сонячна активність, як і кількість сонячних плям, зазнає циклічних коливань із середнім періодом у 11 років. Цей період 11-річного сонячного циклу називають 11-річним періодом сонячної активності. Для кількісної характеристики рівня сонячної активності використовують різні індекси сонячної активності.

Найбільш часто використовуються числа Вольфа. Крім того, при вивченні впливу Сонця на процеси у верхній атмосфері у якості індексу сонячної активності використовують величину потоку сонячного радіовипромінювання на деякій довжині хвилі сантиметрового чи дециметрового діапазону. Як показали дослідження, форма кривої згладженого потоку радіовипромінювання на довжині хвилі 10,7 см (F) у великій мірі повторює форму кривої середньомісячних згладжених відносних чисел Вольфа (коефіцієнт кореляції 0,98). Кореляційний зв'язок між цими характеристиками визначається співвідношенням

$$F = 70,8 + 0,84 W , \quad (4.3)$$

де F – в одиницях 10^{-22} Вт/м² · Гц.

Отже, величина потоку радіовипромінювання Сонця на довжині хвилі 10,7 см може бути достовірним показником рівня сонячної активності.

Перевагою цих індексів сонячної активності є їх об'єктивність, простота і незалежність визначення від метеорологічних умов.

На визначених етапах свого розвитку центри активності Сонця можуть бути і геоактивними, тобто здібними спричиняти впливи на фізичний стан атмосфери Землі і навколоземного космічного простору. Це

обумовлено тим, що центр активності у деякі періоди свого розвитку більш інтенсивно випромінює у космічний простір ультрафіолетову, рентгенівську і корпускулярну радіацію, а також радіохвилі та іноді космічні промені. Ці додаткові випромінювання спричиняють виникнення цілого ряду суттєвих фізичних процесів у космічному просторі, у верхніх і навіть нижніх шарах атмосфери. Розглянемо основні характеристики короткохвильового й корпускулярного випромінювань Сонця.

4.3 Електромагнітне та корпускулярне випромінювання Сонця

Електромагнітне випромінювання Сонця охоплює широкий спектр довжин хвиль. Він поділяється на ряд інтервалів довжин хвиль λ (границі значення λ позначені в дужках). До них відносяться:

- а) гама-промені ($\lambda < 10^{-5}$ мкм)
- б) рентгенівські промені ($10^{-5} < \lambda < 10^{-2}$ мкм)
- в) ультрафіолетова радіація ($0,01 < \lambda < 0,39$ мкм)
- г) видима радіація ($0,39 < \lambda < 0,76$ мкм).

Остання у свою чергу поділяється на сім інтервалів (у мкм), кожен з яких відповідає відомому кольору

0,390-0,455	фіолетовий	0,575-0,585	жовтий
0,455-0,485	синій	0,585-0,620	оранжевий
0,485-0,505	блакитний	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 ближній (до видимої частини спектра) ультрафіолет ($0,29 - 0,39$ мкм) і ближню інфрачервону частину спектра ($0,76 - 2,4$ мкм).

Хоча спектр електромагнітного випромінювання Сонця простягається від гама-променів до радіохвиль, 99% всієї енергії випромінювання припадає на діапазон від 0,276 до 4,960 мкм і 99,9% – на діапазон від 0,217 до 10,940 мкм. Іншими словами, вся енергія, за винятком 0,1%, що надходить на верхню межу земної атмосфери, припадає на ультрафіолетову, видиму та інфрачервону частину спектра електромагнітного випромінювання Сонця.

Випромінювальна здатність Сонця близька до випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла тільки у ближній інфрачервоній, видимій

та ближній ультрафіолетовій частині спектра.

У діапазоні 0,29-0,21 мкм випромінювання Сонця зменшується з довжиною хвилі швидше, ніж у абсолютно чорного тіла. Однак при подальшому зменшенні довжини хвилі інтенсивність сонячного випромінювання зменшується вже повільніше, близько $\lambda \approx 0,1$ мкм воно у 2-3 рази більше ніж у абсолютно чорного тіла.

У періоди сонячної активності інтенсивність сонячної радіації може на дуже коротких хвилях різко змінюватись. Для області спектра $\lambda < 0,13$ мкм спостерігаються довгоперіодні зміни потоку, котрі пов'язані з циклом сонячної активності і короткоперіодними варіаціями, що обумовлені сонячними спалахами.

У часи сонячних спалахів відбуваються різкі зміни інтенсивності рентгенівського випромінювання. За випромінюваннями на ШСЗ при сонячному спалаху відбувалися посилення потоку у декілька разів за 10-20 хвилин.

У табл.4.2 наведено дані про середню інтенсивність рентгенівського випромінювання на верхній межі атмосфери при «спокійному» Сонці та при сонячних спалахах

Таблиця 4.2 – Інтенсивність рентгенівського випромінювання на верхній межі атмосфери (у 10^{-3} Вт · м⁻²)

Інтервал спектру, мкм	Інтенсивність	
	«спокійне» Сонце	спалахи
0,020 – 0,0144	0,1 – 1,0	9,0
0,0105 – 0,0060	~ 0,35	–
0,0060 – 0,0044	0,02 – 0,17	1,7
0,0020 – 0,0008	$4 \cdot 10^{-4} - 2 \cdot 10^{-2}$	>0,9
<0,0008	~ 10^{-3}	>0,2

У часи сонячних спалахів відбувається зміщення межі рентгенівського випромінювання у короткохвильову частину і значне посилення жорсткого рентгенівського випромінювання.

Розрахунки вказують, що потоку короткохвильового випромінювання Сонця достатньо для забезпечення фотохімічних й іонізаційних процесів в атмосфері Землі. Варіації потоку у результаті зміни сонячної активності можуть призводити до суттєвих змін електричних властивостей іоносфери і теплового режиму всієї верхньої атмосфери.

Інтенсивність сонячної радіації на верхній межі земної атмосфери характеризується сонячною сталою. Сонячна стала - кількість сонячної радіації, яка надходить на верхню межу атмосфери за одиницю часу до

одиначної поверхні, перпендикулярної до сонячних променів, при середній відстані між Сонцем і Землею. Ця середня відстань дорівнює $149,5 \cdot 10^6$ км, у той час, коли найбільша відстань (Земля в афелії своєї орбіти) – $152 \cdot 10^6$ км, а найменша (перигелій орбіти Землі) – $147 \cdot 10^6$ км.

Вимірювання сонячної сталої були проведені за допомогою ШСЗ. За отриманими даними найбільш ймовірні значення сонячної сталої знаходяться в інтервалі $1,368 \div 1,377$ кВт·м⁻². При цьому будь-які регулярності змін за часом значень сонячної сталої відсутні.

За рекомендацією Міжнародної комісії з радіації стандартним значенням сонячної сталої визначено

$$I_0^* = 1,37 \frac{\text{кВт}}{\text{м}^2}.$$

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 і Г.А. Нікольського, найбільші значення сонячної сталої спостерігаються при $80 < W < 100$. При інших числах Вольфа сонячна стала зменшується. Найбільші відхилення сонячної сталої дорівнюють 2%.

Сонце випромінює не тільки потоки електромагнітних хвиль, але є також джерелом різних частинок – корпускул, які випромінюються у міжпланетний простір. Через деякий час частина цих корпускул може досягати земної поверхні. За своїм складом це протони, α -частинки, іони гелію, ядра більш важких елементів, а також електрони. У залежності від енергії корпускулярні частинки, що випромінюються Сонцем, підрозділяються за енергією E на сонячні космічні промені і сонячне корпускулярне випромінювання.

Сонячні космічні промені є спорадичною компонентою у корпускулярному випромінюванні Сонця.

Розрізняють три основних типи сонячного корпускулярного випромінювання:

тип А – безперервний витік газів із всієї незбуреної поверхні Сонця (сонячний вітер);

тип Б – квазістаціонарний витік газів із центрів активності;

тип В – нестаціонарні потоки газів із областей сонячних спалахів.

Сонячний вітер реєструвався багатьма ШСЗ. Швидкість спокійного сонячного вітру поблизу від орбіти Землі становить 300-350 км/с і має напрямок майже точно від Сонця. Концентрація протонів у ньому близько 5 см^{-3} , вміст α -частинок – близько 5%, а іонів гелію – біля 0,1% від кількості протонів. Параметри вітру сильно змінюються у залежності від

активності Сонця: при швидкості сонячного вітру – від 300 до 850 км/с, напрямом $\pm 15^\circ$ від середнього, вміст α - частинок – до 20%.

Сонячний вітер виникає на всіх широтах Сонця і тому опромінювання ним земної атмосфери в основному рівномірне і безперервне. Але, взаємодіючи з магнітним полем Землі, він може проникати у більш глибокі шари атмосфери лише у полярних районах, де і призводить магнітні збурення. Викиди сонячного газу із центрів активності (тип Б) відбуваються на всіх стадіях їх розвитку. Такий квазістаціонарний корпускулярний потік опромінює Землю. Схема опромінювання Землі таким корпускулярним потоком наведено на рис.4.1а

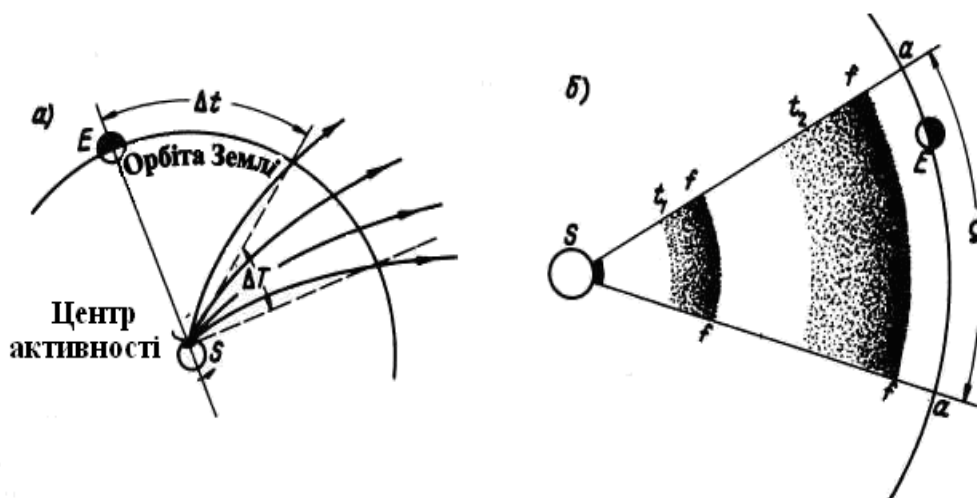


Рисунок 4.1 – Схематичне зображення опромінення Землі корпускулярним потоком

Після проходження центру активності через центральний меридіан Сонця, раніше, ніж корпускулярний потік досягне орбіти Землі і приведе до геомагнітного збурення мінує деякий час Δt . Величина Δt одночасно характеризує час запізнення геомагнітного збурення і вигиб переднього фронту квазістаціонарного корпускулярного потоку у міжпланетному просторі. В середньому час $\Delta t \approx 3...5$ днів, що відповідає радіальній швидкості потоку у декілька сотень кілометрів у секунду. Геомагнітне збурення буде повторюватися стільки разів, скільки обертів Сонця буде існувати центр активності. Такі геомагнітні збурення, які повторюються з періодом 27 діб, називають рекурентними геомагнітними збуреннями.

Величина ΔT характеризує ширину корпускулярного потоку уздовж земної орбіти, а також тривалість геомагнітного збурення, яка у середньому становить 5-6 діб.

Нестаціонарні корпускулярні потоки (тип В) виникають у зонах сонячних спалахів. Швидкість й густина потоку залежить від інтенсивності

спалаху. При спалахах балів 3 і 3+ швидкість потоку може досягати 1500 км/с й більше, а густина $10^4 - 10^6$ частинок у см^3 . Частинки у такому потоці рухаються широким фронтом усередині тілесного кута Ω і порівняно легко переборюють опір зі сторони сонячної корони і міжпланетного середовища (рис. 4.1б). Такі потоки призводять до великих спорадичних геомагнітних бур з раптовим початком. Середній термін життя сонячного спалаху близько 1 години, тривалість спричиненої ним великої магнітної бурі може досягати 24-36 годин. Це свідчить про те, що «товщина» потоку газів, викинутих із Сонця, збільшується з часом через наявність дисперсії у значеннях швидкості частинок. Частинки сонячних корпускулярних потоків у результаті пружних і не пружних зіткнень з атомами і молекулами атмосфери можуть передавати суттєву кількість енергії верхній атмосфері Землі. При взаємодії корпускулярного потоку з магнітосферою Землі можуть виникати геомагнітні або ударні хвилі, енергія яких при дисипації також витрачається на нагрівання верхньої атмосфери.

Треба мати на увазі, що інтенсивність опромінювання земної атмосфери сонячним корпускулярним випромінюванням, окрім інших факторів, залежить і від сезону року, і від взаємного розташування Землі і Сонця у просторі. Тому активність майже всіх геофізичних явищ, пов'язаних з корпускулярним випромінюванням, на всіх стадіях сонячної активності також змінюється протягом року. Так, активність геомагнітних та іоносферних бур, полярних сяїв у високих широтах, річний хід геомагнітного індексу, густина і температура верхньої атмосфери мають чітко виражені максимуми у березні-квітні, вересні-жовтні, а мінімуми – у червні-липні та грудні-січні. Зазначені явища пояснюються нахилом площини земної орбіти на $7,2^\circ$ до площини сонячного екватора.

Геліографічна широта Землі буває найбільшою на початку вересня і на початку березня. Оскільки корпускулярні потоки викидаються із центрів активності, розташованих найбільш часто на широтах від 5° до 25° й залишають сонячну поверхню у радіальному напрямку, то корпускули північного й південного поясів активності Сонця мають найбільш сприятливі умови для вторгнення у земну атмосферу у березні й вересні. Коли Земля перетинає площину сонячного екватора (липень і грудень), геоактивність Сонця буде найменшою.

4.4 Вплив сонячної активності на фізичний стан атмосфери Землі

Короткохвильове та корпускулярне випромінювання Сонця обумовлюють всі процеси, які відбуваються у верхній атмосфері Землі. Сонячна активність впливає на стан іоносфери, магнітного поля і

радіаційних поясів Землі та на розігрівання верхньої атмосфери.

Верхня атмосфера Землі завдяки дії Сонця не є сферичним симетричним утворенням. Вона має здуття у напрямку на Сонце. Завдяки обертанню Землі точка з максимальним здуттям атмосфери розташовується за широтним кругом на схід від підсонячної точки приблизно на $23-30^{\circ}$. Завдяки такому розширенню атмосфери температура термопаузи на освітленій і тіневій сторонах Землі може розрізнятися приблизно на 300 К або на 30%. У 11-річному циклі сонячної активності температура на висоті 300 км може змінюватися приблизно у два рази: від 900 до 1900 К.

Запуски ШСЗ показали, що із сонячною активністю пов'язані суттєві зміни густини верхньої атмосфери, які мають 27-добову й 11-річну періодичності, а також різкі зміни, що відповідають за тривалість геомагнітних бур.

Особливо різкі зміни фізичних параметрів атмосфери Землі відбуваються у періоди, коли на Сонці спостерігаються потужні центри активності, у котрих виникають сонячні спалахи балів 2+ і 3+. Найбільш характерними геофізичними явищами у цих випадках є іоносферні й магнітні бурі, полярні сьйва, зміни в інтенсивності радіаційного поясу Землі й космічних променів у навколосемному просторі. Суттєві зміни відбуваються також у термодинамічних властивостях верхньої атмосфери – збільшується густина і температура. Під дією змінних геоактивних випромінювань більш інтенсивно відбуваються фотохімічні та іонізаційні процеси, які призводять до зміни нейтрального та іонного газового складу верхньої атмосфери.

Найбільш багатовидовий вплив Сонця на атмосферу Землі проявляється у періоди сонячних спалахів.

Схема геофізичних ефектів сонячних спалахів наведена на рис.4.2.

Зв'язок між сонячною активністю і проявами її в стратосфері й тропосфері не є прямим. Він завуальований додатковими факторами земного походження, у першу чергу, адвекцією й вертикальними рухами повітря. Тому сонячна активність проявляється в нижній атмосфері головним чином через механізм атмосферної циркуляції.

Якщо геомагнітні й іоносферні збурення, які спричиняються сонячною активністю, мають планетарний характер, то збурення у термобаричному полі стратосфери і тропосфери географічно локалізовані й залежать від фізико-географічних й циркуляційних умов даного регіону. Тому тропосферні збурення в одному географічному районі можуть мати з сонячною активністю прямий кореляційний зв'язок, а в іншому районі – протилежний.

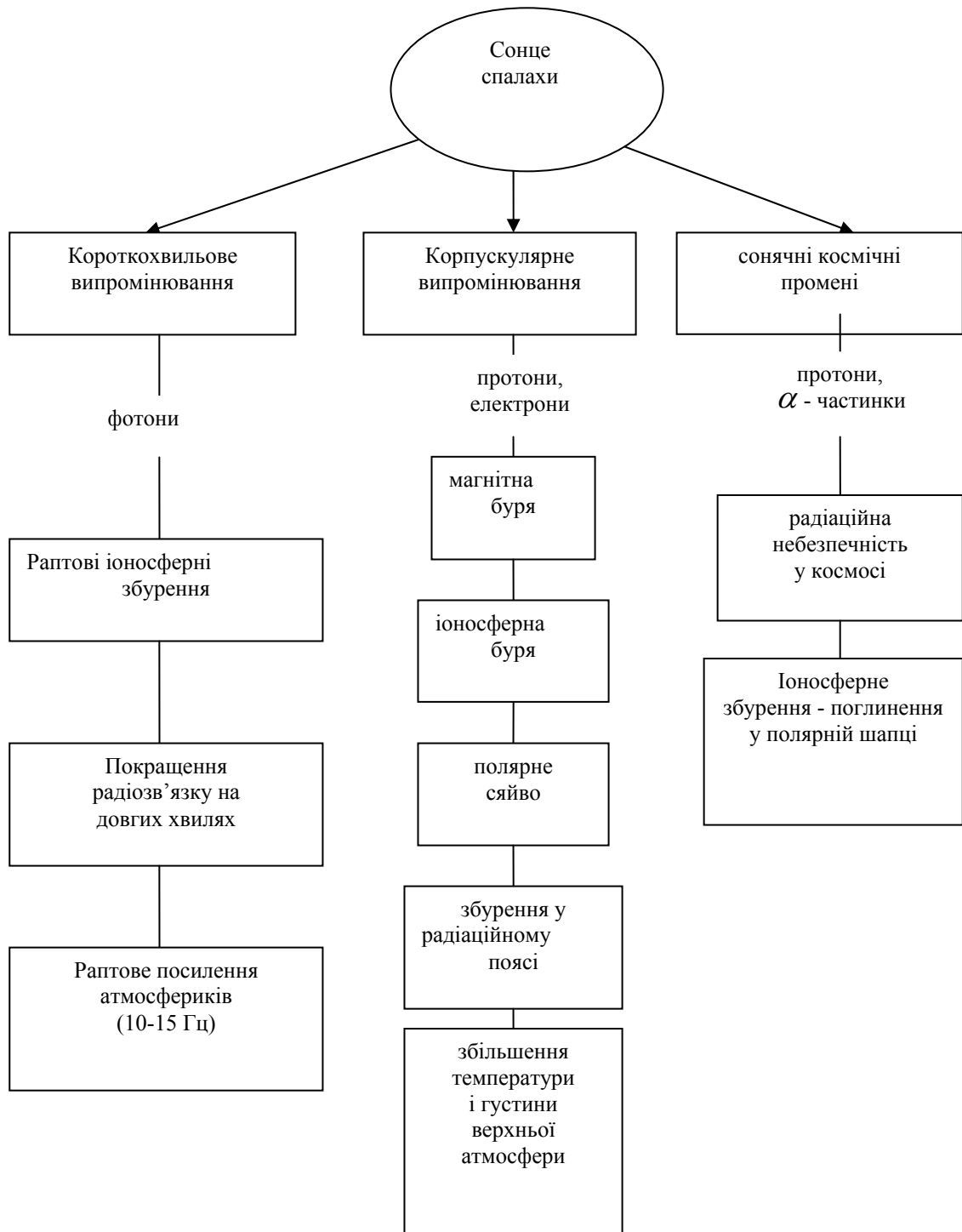


Рисунок 4.2 – Схема геофізичних ефектів сонячного спалаху

У деяких роботах досліджені зміни атмосферного тиску у поверхні Землі й геопотенціальних висот основних ізобаричних поверхонь у північній півкулі під впливом сонячних корпускулярних потоків. Основні результати цих досліджень такі:

- вторгнення корпускулярних потоків у магнітосферу Землі супроводжується зміною тиску у тропосфері. Виявляється або

- деякий максимум, або мінімум атмосферного тиску;
- час запізнювання між першим днем геомагнітного збурення й екстремальною зміною тиску складає у середньому 3 дні з розкидом ± 1 день;
- розподілення знаків зміни тиску по поверхні Землі виявляє визначені закономірності і сильно залежить від сезону року. Якщо у якому-небудь районі у холодну половину року переважає антициклональний режим, а у теплу – циклональний, то вторгнення корпускулярних потоків спричиняє у цьому районі збільшення тиску взимку й зниження тиску влітку, тобто відбувається акцентуація баричного поля;
- амплітуда коливань атмосферного тиску максимальна у високих широтах і зменшується у напрямку до екватора;
- зміни тиску призводять до зміни атмосферної циркуляції, у основному, до зміни зональної циркуляції на меридіональну.

Результати, що наведено вище, свідчать про реальність сонячно-тропосферних зв'язків, про вплив Сонця на макропогоду через коливання інтенсивності потоку корпускулярного випромінювання. Але ставити у повну залежність атмосферні процеси від сонячної активності невірно. Атмосфері притаманні й свої власні закономірності, які не залежать від позаземних факторів.

4.5 Сонячна радіація на верхній межі атмосфери

Розглянемо кількість сонячної радіації, яка надходить на сферу радіуса r_0 , котрий дорівнює середній відстані від Землі до Сонця. Очевидно, що вираз для неї має вигляд $4\pi r_0^2 I_0^*$, де I_0^* – сонячна стала. Позначимо через I_0 кількість радіації, що надходить до одиничної площадки, перпендикулярної до сонячних променів і розташованої на відстані r від Сонця. Оскільки

$$4\pi r_0^2 I_0^* = 4\pi r^2 I_0,$$

то

$$I_0 = \frac{I_0^*}{\left(\frac{r}{r_0}\right)^2} \quad (4.4)$$

або, якщо позначити $\frac{r}{r_0} = R$,

$$I_0 = \frac{I_0^*}{R^2}. \quad (4.5)$$

Позначимо через h_{\odot} кутову висоту Сонця над горизонтом. Тоді кількість сонячної радіації, яка надходить у одиницю часу на одиничну горизонтальну площадку, дорівнює

$$I = \frac{I_0^*}{R^2} \sinh_{\odot}. \quad (4.6)$$

Цю величину називають інсоляцією. Як видно з формули (4.6), інсоляція є функцією кутової висоти Сонця.

У свою чергу, кутова висота Сонця залежить від географічної широти φ , пори року, яка є функцією схилення Сонця δ , і часу доби. Йдеться про період, протягом якого Сонце знаходиться над горизонтом. Його позначимо через ψ . Ця залежність має такий вигляд:

$$\sinh_{\odot} = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \psi. \quad (4.7)$$

Нагадаємо, що схилення δ – це кут між площиною екватора й напрямком на Сонце. Схилення змінюється від $23,5^\circ$ у день літнього сонцестояння (22 червня для північної півкулі) до $-23,5^\circ$ у день зимового сонцестояння (22 грудня). Часовий кут – це кут, який відраховується на захід від площини меридіану до площини, що проходить через Сонце та полюс світу. Він має такий зв'язок з часом t :

$$\psi = \frac{2\pi}{\Pi} t, \quad (4.8)$$

де $\Pi = 86400$ с – тривалість сонячної доби.

Якщо підставити рівняння (4.7) до рівняння (4.6), то отримаємо

$$I = \frac{I_0^*}{R^2} (\sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \psi). \quad (4.9)$$

У практичних розрахунках найбільш часто використовуються добові кількості інсоляції. Їх можна отримати, проінтегрувавши рівняння (4.9) по змінній t у границях від часу сходу Сонця $-t_{0c}$ до часу заходу t_{0z} (за початок координат береться час істинного полудня). Величину t_0 можна знайти, виходячи із того, що у цей час кутова висота Сонця дорівнює нулю

$$\sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \psi_0 = 0. \quad (4.10)$$

Із нього маємо

$$-tg \varphi tg \delta = \cos \frac{2\pi}{\Pi} t_0 \quad (4.11)$$

і

$$t_0 = \frac{\Pi}{2\pi} \arccos(-tg \varphi tg \delta). \quad (4.12)$$

За відомими властивостями обернених тригонометричних функцій рівність (4.12) можна записати так:

$$t_0 = \frac{\Pi}{2\pi} \left[\pi - \arccos(tg \varphi tg \delta) \right]. \quad (4.13)$$

Позначивши добову інсоляцію через Q після інтегрування рівняння (4.9) у зазначених вище границях, отримаємо

$$Q = \frac{2I_0^*}{R^2} \left[t_0 \sin \delta \sin \varphi + \frac{\Pi}{2\pi} \cos \delta \cos \varphi \sin \frac{2\pi}{\Pi} t_0 \right]. \quad (4.14)$$

Добові інсоляції змінюються протягом року на різних широтах по-різному. На рис.4.3 відображається річний хід добової інсоляції на північних широтах 0° , 30° , 60° і на полюсі.

З рис.4.3 також видно, що з 23 вересня в полярні широти сонячна радіація не надходить, й річна амплітуда коливання дорівнює літньому максимуму. У дійсності період відсутності радіації у полярній зоні скорочується через атмосферну рефракцію. Зі зменшенням широти амплітуда річних коливань добової інсоляції зменшується, а найменшого значення вона досягає на екваторі.

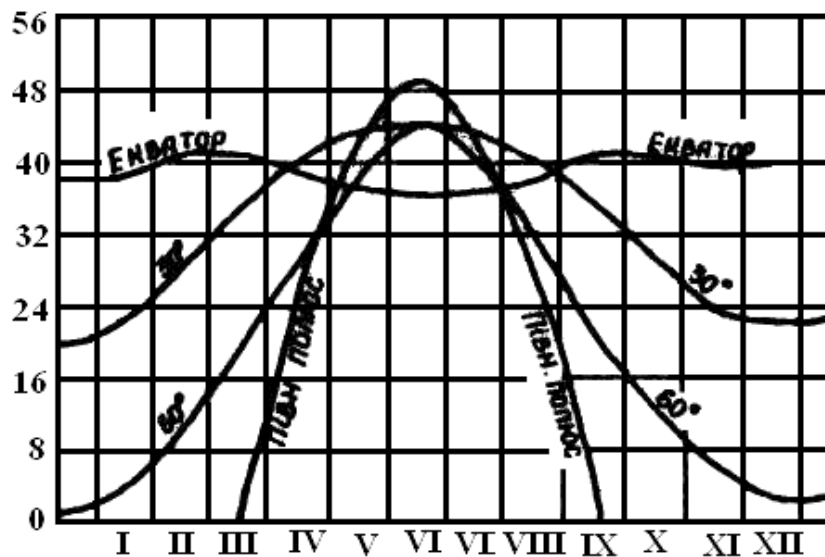


Рисунок 4.3 – Річний хід добової інсоляції на різних широтах північної півкулі

Як відзначалося, відстань між Землею і Сонцем змінюється протягом року. Тому виявляється асиметрія у розподілі інсоляції по півкулях. Літня добова інсоляція у північній півкулі більша, ніж у південній, а зимова – менша. Проте у цілому за рік асиметрія у розподілі добової інсоляції згладжується і на однакових широтах обох півкуль на верхню межу атмосфери надходить однакова кількість сонячної радіації.

Сонячна радіація, проходячи крізь атмосферу Землі, послабляється. Особливості проходження сонячної радіації в атмосфері називають переносом її в атмосфері. Розглянемо цей процес у верхній атмосфері.

4.6 Рівняння переносу радіації. Закон Буге – Ламберта – Бера

При розгляданні інсоляції йшлося про інтегральну інтенсивність сонячної радіації. Але, вивчаючи проходження її крізь атмосферу, треба розглядати спектральну інтенсивність I_{λ} , тобто інтенсивність, яка

припадає на вузький інтервал довжин хвиль від λ до $\lambda + d\lambda$.

Вузький світловий пучок, проходячи крізь середовище, при взаємодії з його речовиною поглинається. Позначимо зменшення інтенсивності радіації при проходженні шляху у середовищі dl через dI_λ . Ясно, що це послаблення пропорційне густині ρ речовини, інтенсивності радіації на верхній границі шару I_λ і товщині шару середовища, тобто

$$dI_\lambda = -\alpha_\lambda \rho I_\lambda dl. \quad (4.15)$$

Коефіцієнт пропорційності α_λ має назву масового показника послаблення. Він є мірою відносного послаблення інтенсивності радіації одиничною масою речовини.

У загальному випадку шар повітря сам випромінює радіацію. Але для короткохвильової сонячної радіації власним випромінюванням можна знехтувати. Крім того, у верхній атмосфері головним фізичним механізмом ослаблення сонячної радіації є її поглинання. Тому при ослабленні її у верхній атмосфері розсіюванням сонячної радіації також будемо нехтувати. За цими умовами коефіцієнт α_λ має сенс масового показника поглинання.

Нехай при $l = 0$ спектральна інтенсивність становить I_{λ_0} , а при $l = l_1$ дорівнює I_λ , тоді інтегруючи диференційне рівняння (4.15) у цих границях, маємо

$$I_\lambda = I_{\lambda_0} \exp \left[- \int_0^{l_1} \rho \alpha_\lambda dl \right]. \quad (4.16)$$

Масовий показник поглинання α_λ на відстані від $l = 0$ до $l = l_1$ значно не зміниться. Тому його можна винести із інтеграла. Будемо мати

$$I_\lambda = I_{\lambda_0} \exp \left[-\alpha_\lambda \int_0^{l_1} \rho dl \right]. \quad (4.17)$$

Інтеграл

$$M = \int_0^{l_1} \rho dl \quad (4.18)$$

дорівнює масі нахиленого стовпа повітря одиничного перерізу з довжиною l_1 . Тому

$$I_\lambda = I_{\lambda_0} e^{-\alpha_\lambda M}. \quad (4.19)$$

Рівняння (4.19) має назву закону Буге – Ламберта – Бера. З нього видно, що поглинання короткохвильової сонячної радіації залежить від спектрального масового показника поглинання, а останній визначається процесами взаємодії сонячної радіації з молекулами та атомами газів, які складають атмосферу. Розглянемо сутність цих процесів.

4.7 Формування ліній та смуг поглинання електромагнітного випромінювання Сонця

Згідно із законом Кірхгофа поглинання і випромінювання – це взаємно обернені процеси. Тому, розглядаючи спектри поглинання сонячної радіації, будемо мати на увазі й спектри випромінювання.

Спектроскопічні дані високого розділення вказують, що спектри випромінювання газів складаються з великої кількості спектральних ліній. Пояснення цього факту дав у 1913 р. Н. Бор на основі дослідження спектра водню.

Бор постулював, що кругові орбіти електронів квантовані, тобто їх кутовий момент може мати значення, яке у ціле число разів більше, ніж деяке вихідне значення. Атоми водню знаходяться у певному стаціонарному стані, в якому вони не випромінюють. Випромінювання відбувається тільки тоді, коли атом переходить із стану з енергією E_{n_2} в стан з меншою енергією E_{n_1} . Отже,

$$E_{n_2} - E_{n_1} = h\tilde{\nu}, \quad (4.20)$$

де $h\tilde{\nu}$ – квант енергії, що виноситься фотоном, який випромінюється при орбітальному переході;

h – стала Планка;

$\tilde{\nu}$ – частота, пов’язана з довжиною хвилі λ співвідношенням

$$\tilde{\nu} = \frac{c}{\lambda}, \text{ у якому } c \text{ – швидкість світла у вакуумі.}$$

Стан атома із мінімальною енергією називають основним. Коли електрон, що обертається навколо ядра атома, поглинає енергію й переходить на орбіту з більшим енергетичним рівнем, атом стає збудженим. Тільки із цього стану може відбутися раптовий перехід в стан із меншою енергією, при цьому випромінюється частка енергії у вигляді фотона.

Бор постулював, що кутовий момент L може приймати тільки дискретні значення і дорівнює

$$L = \frac{h}{2\pi} n, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (4.21)$$

Використовуючи це правило та виходячи з рівняння руху електрона, він показав, що повна енергія атома дорівнює

$$E = -\frac{2\pi^2 m_e e^4}{h^2} \cdot \frac{1}{n^2}, \quad (4.22)$$

де m_e – маса електрона;

e – його заряд;

n – квантове число.

Позначимо через n_1 і n_2 цілі величини, які характеризують нижній та верхній енергетичні стани. Тоді енергія цих станів дорівнює відповідно

$$E_{n_1} = -\frac{2\pi^2 m_e \cdot e^4}{h^2} \cdot \frac{1}{n_1^2}, \quad (4.23)$$

$$E_{n_2} = -\frac{2\pi^2 m_e \cdot e^4}{h^2} \cdot \frac{1}{n_2^2}. \quad (4.24)$$

Із формули (4.20), (4.23) і (4.24) можна знайти частоту лінії поглинання у спектрі водню.

Очевидно вона дорівнює

$$\tilde{\nu} = \frac{2\pi^2 m_e \cdot e^4}{h^3} \left(\frac{1}{n_1} - \frac{1}{n_2} \right). \quad (4.25)$$

Можливі електронні переходи для водню та відповідні серії ліній поглинання зображені на рис. 4.4 На ньому показані квантові числа, які характеризують енергетичні рівні, енергія для яких виражається в електронвольтах ($1 \text{ eV} = 1,60219 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$). Між рівняннями $n = 6$ і $n = \infty$ знаходиться нескінченне число рівнів.



Рисунок 4.4 – Схема енергетичних рівнів атома водню

Кожний квантовий стрибок поміж фіксованими енергетичними рівнями призводить до випромінювання або поглинання квантів характерної частоти (або довжини хвилі). Ці кванти у спектрі проявляються як лінії випромінювання. Такий спектр називається монохроматичним.

Монохроматичне випромінювання ніколи не спостерігається в атмосфері, тому що енергетичні рівні, з яких і на які відбуваються переходи, під дією зовнішніх впливів на атоми і молекули та втрат енергії за рахунок самого випромінювання, виявляються дещо розмитими. Це призводить до того, що замість спектральних ліній спостерігаються спектральні смуги. Цей процес носить назву розширення спектральних ліній.

Розширення спектральних ліній обумовлено такими факторами:

- втратою енергії при випромінюванні;
- збуренням завдяки зіткненням між поглинаючими молекулами та між поглинаючими й непоглинаючими молекулами;
- ефектом Доплера, що виникає внаслідок різниць між швидкостями теплових рухів атомів і молекул.

Розширення ліній при втратах енергії на випромінювання (природне розширення) практично нехтовно мале порівняно з тими, які виникають за рахунок зіткнень (розширення тиском) та ефекту Доплера (доплерівське розширення).

4.8 Розширення тиском

Розширення тиском полягає у такому. 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 отриману величину називають поляризацією \vec{p} . Вектор поляризації для N диполів дорівнює

$$\vec{p} = N\beta\vec{E}, \quad (4.26)$$

де β – коефіцієнт поляризації.

З коефіцієнтом поляризації рівнянням

$$m^2 - 1 = 4\pi N\beta \quad (4.27)$$

зв'язаний безрозмірний коефіцієнт заломлення m .

З іншого боку, за означенням вектора поляризації маємо

$$\vec{p} = N e \vec{r}, \quad (4.28)$$

де e – заряд електрона;

\vec{r} – радіус – вектор відстані.

Якщо об'єднати (4.26) і (4.28), то будемо мати:

$$\beta \vec{E} = e \vec{r}. \quad (4.29)$$

На електрон крім електричного поля чинить вплив і магнітне поле. Сила сумісного впливу цих полів на електрон визначається рівнянням Лоренца

$$\vec{F} = e \left[E + \frac{\mu}{c} \vec{v} \times \vec{H} \right], \quad (4.30)$$

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, буде обумовлена такими факторами:

- а) прискоренням електрона;
- б) силою гальмування, яка виникає при випромінюванні електромагнітної енергії електронами, що коливаються, і яка пропорційна швидкості електронів;
- в) прискорюючою силою коливань, яка пропорційна відстані r .

Враховуючи перелічені фактори та рівняння (4.30), на основі другого закону Ньютона для одиниці маси електрона маємо:

$$\frac{\vec{F}}{m_e} = \frac{e\vec{E}}{m_e} = \frac{d^2\vec{r}}{dt^2} + \gamma \frac{d\vec{r}}{dt} + \xi \vec{r}, \quad (4.31)$$

де $\gamma = 4\pi a$ – коефіцієнт гальмування;
 $\xi = 4\pi^2 \tilde{\nu}_0$ – коефіцієнт прискорення;
 $\tilde{\nu}_0$ – частота ідеальної лінії випромінювання.

Ураховуючи значення цих коефіцієнтів, диференціальне рівняння (4.31) перепишемо у скалярній формі таким чином:

$$\frac{d^2r}{dt^2} + 4\pi a \frac{dr}{dt} + 4\pi^2 \tilde{\nu}_0^2 r = \frac{eE}{m_e}. \quad (4.32)$$

Розв'язок цього однорідного диференціального рівняння другого порядку відповідає рівнянню:

$$r = r_0 \exp[-i2\pi\tilde{\nu}t], \quad (4.33)$$

де i – уявна одиниця.

Із нього маємо:

$$\frac{dr}{dt} = r_0 \exp[-i2\pi\tilde{\nu}t](-i2\pi\tilde{\nu}) = -i2\pi\tilde{\nu}r, \quad (4.34)$$

$$\frac{d^2r}{dt^2} = r_0 \exp[-i2\pi\tilde{\nu}t](-i2\pi\tilde{\nu})^2 = -4\pi\tilde{\nu}^2 r. \quad (4.35)$$

Підставимо тепер рівняння (4.34) і (4.35) у ліву частину рівняння (4.32). Отримуємо:

$$4\pi^2 \left[\tilde{\nu}_0^2 - \tilde{\nu}^2 - i2a\tilde{\nu} \right] r = \frac{eE}{m_e}. \quad (4.36)$$

Із формули (4.29) маємо

$$\beta = \frac{er}{E}. \quad (4.37)$$

Підставимо тепер у (4.37) замість r його значення із (4.36). Будемо мати

$$\beta = \frac{e^2}{m_e} \frac{1}{\tilde{\nu}_0^2 - \tilde{\nu}^2 - 2a\tilde{\nu} \cdot i} \cdot \frac{1}{4\pi^2}. \quad (4.38)$$

Якщо чисельник і знаменник цієї формули помножити на комплексно-спряжене число, то одержимо таке рівняння

$$\beta = \frac{e^2}{4\pi^2 m_e} \left[\frac{\tilde{\nu}_0^2 - \tilde{\nu}^2}{\left(\tilde{\nu}_0^2 - \tilde{\nu}^2\right)^2 + 4\tilde{\nu}^2 a} + i \frac{2\tilde{\nu} a}{\left(\tilde{\nu}_0^2 - \tilde{\nu}^2\right)^2 + 4\tilde{\nu}^2 a} \right]. \quad (4.39)$$

Звертаючись до формули (4.27), запишемо

$$\begin{aligned} m^2 - 1 &= \frac{Ne^2}{\pi m_e} \left[\frac{\tilde{\nu}_0^2 - \tilde{\nu}^2}{\left(\tilde{\nu}_0^2 - \tilde{\nu}^2\right)^2 + 4\tilde{\nu}^2 a} + i \frac{2\tilde{\nu} a}{\left(\tilde{\nu}_0^2 - \tilde{\nu}^2\right)^2 + 4\tilde{\nu}^2 a} \right] = \\ &= \operatorname{Re}(m^2 - 1) + i \operatorname{Im}(m^2 - 1) \end{aligned} \quad (4.40)$$

Масовий показник поглинання радіації пов'язаний з уявною частиною рівняння (4.40) таким чином

$$\alpha_{\tilde{\nu}} = \frac{4\pi\tilde{\nu} \operatorname{Im}(m^2 - 1)}{c}. \quad (4.41)$$

Якщо підставити у рівність (4.41) $\operatorname{Im}(m^2 - 1)$ з (4.40), то одержимо

$$\alpha_{\tilde{\nu}} = \frac{8Ne^2\tilde{\nu} a}{\pi c m_e \left[\left(\tilde{\nu}_0^2 - \tilde{\nu}^2\right)^2 + 4\tilde{\nu}^2 a \right]}. \quad (4.42)$$

Біля резонансної частоти $\tilde{\nu}_0^2 - \tilde{\nu}^2 = \left(\tilde{\nu}_0^2 + \tilde{\nu}\right)\left(\tilde{\nu}_0^2 - \tilde{\nu}\right) = -2\tilde{\nu}_0(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0)$.

Тому

$$\alpha_{\tilde{\nu}} = \frac{2Ne^2}{\pi c m_e} \frac{a}{(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0)^2 + a^2} = \frac{s}{\pi} \frac{a}{(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0)^2 + a^2}. \quad (4.43)$$

Величина

$$s = \frac{2Ne^2}{cm_e} \quad (4.44)$$

має сенс інтенсивності смуги, а величина a – напівширини смуги на рівні половини максимуму функції $\alpha_{\tilde{\nu}}$. Із рівняння (4.43) виходить, що масовий показник поглинання має максимум

$$\alpha_{\tilde{\nu}\max} = \frac{s}{\pi a} \quad (4.45)$$

при $\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_0$.

На рис. 4.5 зображено контур смуги поглинання за рахунок розширення тиском, який називають лоренцівським контуром. Напівширина контуру Лоренца залежить від атмосферного тиску p та температури T . Ця залежність має вигляд

$$a = a_0 \frac{p}{p_0} \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/2}, \quad (4.46)$$

де a_0 – напівширина контуру при стандартних тиску p_0 і температурі T_0 . Від температури залежить також і інтенсивність смуги поглинання, яка визначається площею криволінійної трапеції

$$s = \int_{-\infty}^{\infty} \alpha_{\tilde{\nu}} d\tilde{\nu}. \quad (4.47)$$

Залежність інтенсивності від температури має таку форму:

$$s = s_0 \left(\frac{T_0}{T} \right)^m \exp \left[-\frac{E}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right], \quad (4.48)$$

де E – енергія нижнього енергетичного рівня,
 k – стала Больцмана,

m – числовий показник, який залежить від поглиначча. Наприклад, для CO_2 $m=1$; для H_2O $m=\frac{3}{2}$; для O_3 $m=\frac{5}{2}$.

s_0 – інтенсивність лінії при нормальних атмосферних умовах.

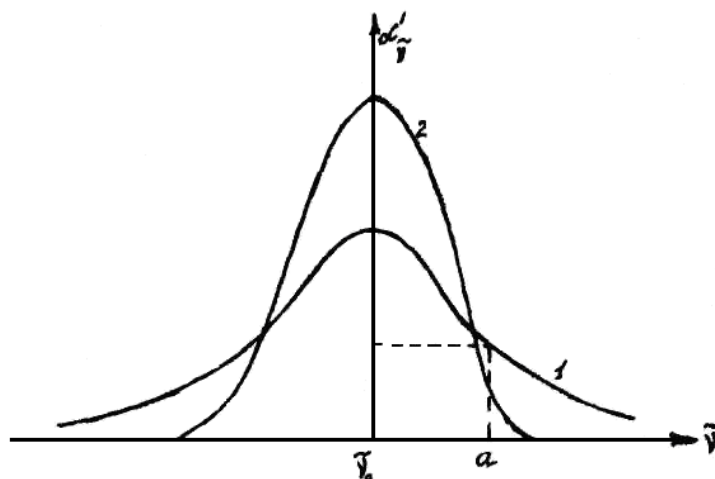


Рисунок 4.5 – Лоренцівський (1) і доплерівський (2) контури при однаковій інтенсивності смуги

4.9 Доплерівське розширення

Припустимо, що молекула у деякому квантовому стані випромінює на частоті $\tilde{\nu}_0$.

Якщо ця молекула має складову швидкості v у напрямку від молекули до спостерігача або у протилежному напрямку і якщо $v \ll c$, де c – швидкість світла, то з точки зору спостерігача, що знаходиться у стані спокою, частота $\tilde{\nu}$ зміниться до частоти

$$\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_0(1 \pm v/c). \quad (4.49)$$

Нехай ймовірність того, що складова швидкості молекули розташовується між v і $v+dv$ дорівнює $p(v)dv$. Як розглядалось вище, згідно з кінетичною теорією газів, якщо поступальні рухи молекул відбуваються при термодинамічній рівновазі, то ймовірність $p(v)$ описується розподілом Максвелла – Больцмана

$$p(\nu) = \frac{m^{1/2}}{(2\pi kT)^{1/2}} \exp\left(-\frac{m\nu^2}{2kT}\right), \quad (4.50)$$

де m – маса молекули;
 k – стала Больцмана;
 T – абсолютна температура.

Оскільки доплерівське розширення відбувається за рахунок зміщення випромінюючих частинок, то нормований на інтенсивність s смуги масовий показник поглинання $\alpha_{\tilde{\nu}}$, залежність якого від частоти $\tilde{\nu}$ й являє собою контур смуги поглинання, можна виразити як добуток похідної частоти по швидкості на ймовірність швидкості випромінюючої молекули

$$\frac{\alpha_{\tilde{\nu}}}{s} = \frac{d\tilde{\nu}}{d\nu} p(\nu). \quad (4.51)$$

Підставимо у рівність (4.51) значення $p(\nu)$ із (4.50). Тоді, якщо знайти диференціал частоти $\tilde{\nu}$ на основі формули (4.49), будемо мати

$$\frac{\alpha_{\tilde{\nu}}}{s} = \frac{\tilde{\nu}_0/c}{\sqrt{\pi} \left(\frac{2kT}{m}\right)^{1/2}} \exp\left[-\frac{(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0)^2}{\left(\frac{\tilde{\nu}_0}{c}\right)^2 \frac{2kT}{m}}\right]. \quad (4.52)$$

Позначимо

$$a_{\text{д}} = \left(\frac{\tilde{\nu}_0}{c}\right) \left(\frac{2kT}{m}\right)^{1/2}. \quad (4.53)$$

Тоді отримаємо доплерівський контур смуги поглинання у вигляді:

$$\alpha_{\tilde{\nu}} = \frac{s}{a_{\text{д}} \sqrt{\pi}} \exp\left[-\left(\frac{\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0}{a_{\text{д}}}\right)^2\right]. \quad (4.54)$$

Величина a_d є мірою ширини доплерівської смуги поглинання.

Графічне зображення доплерівського контуру наведено на рис. 4.5. Оскільки показник поглинання для доплерівського розширення залежить від $\exp\left[-(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0)^2\right]$, інтенсивність смуги швидко зменшується з віддаленням від її центру, де інтенсивність має максимум

$$\alpha_{\tilde{\nu} \max} = \frac{s}{a_d \sqrt{\pi}} \quad (4.55)$$

Отже, інтенсивність доплерівської смуги поглинання має на крилах смуги значно меншу інтенсивність, ніж інтенсивність на крилах лоренцевого контуру. Звідси виходить, що коли відбулося повне насичення у центрі смуги, будь-яке додаткове поглинання буде відбуватися на крилах й буде обумовлене більше ефектом зіткнення, ніж доплерівським зміщенням частот.

4.10 Особливості поглинання сонячної радіації в атмосфері

До того, як перейти до обговорення поглинання сонячної радіації в ультрафіолетовому, видимому та інфрачервоному діапазонах сонячного спектру, зупинимося на шляхах накопичування енергії молекулою.

Всілякі частинки, які рухаються у просторі, володіють кінетичною енергією, яка називається енергією поступального руху. Як зазначалось у попередніх розділах, осереднена енергія поступального руху окремої молекули дорівнює $\frac{kT}{2}$, де k – стала Больцмана, а T – абсолютна температура. Молекула, що складається із атомів, може обертатися навколо осі, яка проходить через центр мас. Енергію такого руху молекули називають обертальною енергією. В молекулах атоми пов'язані визначеними силами й можуть коливатися біля деякого положення рівноваги. Енергія таких коливальних рухів у молекулі називається коливальною енергією. Окрім обертальної і коливальної частин внутрішньої енергії молекул, існує ще одна її частина, яку називають електронною енергією. Вона обумовлена, як вже визначалось, переходами електронів атомів з одного енергетичного рівня на інші. Всі ці типи внутрішньої енергії молекул квантовані, тобто можуть приймати тільки визначені дискретні значення. Поглинання 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, проява 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 відносяться озон O_3 , вуглекислий газ CO_2 і водяна пара H_2O . Обидва останні гази мають велике значення при поглинанні теплової інфрачервоної радіації. Сонячне випромінювання у верхній атмосфері поглинається, головним чином, молекулами газів O_2 , O_3 , N_2 й їх атомами O і N . Деяку роль у стратосфері відіграють H_2O і CO_2 .

Спектри поглинання молекулярного та атмосферного кисню, азоту, а також озону пов'язані з електронними переходами й розташовуються в ультрафіолетовому діапазоні сонячного спектра.

Ультрафіолетовий спектр поглинання атомарного (O) та молекулярного (O_2) кисню починається на довжині хвилі близько 0,26 мкм, простягається в область більш коротких хвиль й складається з декількох смуг.

а) Смуги Герцберга. Вони розташовані між 0,26 і 0,20 мкм, дуже слабкі й дають незначний внесок у поглинання сонячної радіації. Вони перекриваються у цій області спектра значно сильнішими смугами озону. Але смуги Герцберга мають важливе значення при утворенні озону.

б) Смуги Шумана – Рунге розташовуються між 0,20 і 0,125 мкм. Вони дають дуже сильне поглинання.

в) Декілька смуг між 0,125 і 0,100 мкм. Серед них особливе значення набуває лінія Лайман - альфа ($L\alpha$) на довжині хвилі 0,1216 мкм, яка має дуже велику інтенсивність.

г) Дуже сильні смуги поглинання O_2 розташовані в області спектра з довжинами хвиль менше 0,1 мкм. Вони називаються смугами Хопфілда.

д) Континуальний спектр поглинання атмосферного кисню в області 0,100-0,001 мкм.

Спектр поглинання молекулярного (N_2) і 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 смуг з різким обрисом.

б) Смуги поглинання між 0,100 і 0,08 мкм називаються смугами Танакі-Уорлі. Вони дуже складні й показник поглинання у них різко змінюється з довжиною хвилі.

в) В області довжин хвиль, менших ніж 0,08 мкм, спектр поглинання

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 поглинання не вибіркове, а неперервне.

Поглинання сонячного ультрафіолетового випромінювання супроводжується фотохімічною дисоціацією частини молекул кисню та азоту. Відбувається також іонізація частини молекулярного та атомарного кисню та азоту. Формування іонізаційних шарів у 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 у цій області довжин хвиль сонячного спектра поглинається у верхній стратосфері й мезосфері озоном. Озон також має декілька смуг поглинання.

а) Дуже сильні смуги поглинання в діапазоні 0,2-0,3 мкм мають назву смуг Хартлі.

б) Менш інтенсивні смуги озону у діапазоні 0,30-0,36 мкм називаються смугами Хаггінса.

в) Слабкі смуги поглинання у видимій та близькій інфрачервоній ділянках спектра у діапазоні 0,44-1,18 мкм мають назву смуг Шапнюї.

Дві слабкі смуги поглинання у червоній області сонячного спектра має і молекулярний кисень.

Смуги поглинання у близькій інфрачервоній області сонячного спектра пов'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 приходяться на довжини хвиль 0,94; 1,10; 1,38 й 1,87 мкм. Окрім цього, водяна пара має смугу поглинання з центром 2,7 мкм, яка грає основну роль у процесах поглинання, а також смугу з центром 3,2 мкм, дещо слабшу, ніж попередня.

Вуглекислий газ має декілька смуг поглинання у сонячному спектрі. Смуги з центрами на довжині 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.

Перелічені смуги поглинання водяної пари і вуглекислого газу складаються з окремих ліній, інтенсивність яких дуже змінюється у залежності від хвильового числа. Тому в границях таких смуг пропускання радіації не може характеризуватися законом Буге-Ламберта-Бера. Характеристики поглинання цих смуг визначають за допомогою лабораторних вимірювань.

4.11 Нагрівання атмосфери за рахунок поглинання сонячної радіації

Фізична значущість процесу поглинання сонячної радіації оптично активними газами (N, N_2, O, O_2, O_3) атмосфери полягає у тому, що, по-перше, завдяки цьому до земної поверхні не доходить частина сонячного випромінювання, особливо жорстка ультрафіолетова радіація, яка справляє негативний вплив на живі організми. По-друге, він обумовлює нагрівання атмосфери.

Розглянемо шар атмосфери Δz . Позначимо спектральні потоки низхідного та висхідного випромінювання через F_λ^\downarrow і F_λ^\uparrow . Висхідний потік сонячної радіації може сформуватися за рахунок відбиття її від земної поверхні та верхньої межі хмар і залежить значною мірою від їх альбедо, а також за рахунок потоку розсіяної короткохвильової радіації, обумовленої релеевським розсіюванням.

Різниця цих потоків на даній висоті дорівнює

$$F_\lambda(z) = F_\lambda^\downarrow(z) - F_\lambda^\uparrow(z). \quad (4.56)$$

Очевидно вона змінюється при проходженні радіацією шару Δz атмосфери. Ця зміна, очевидно, дорівнює

$$\Delta F_\lambda(z) = F_\lambda(z) - F_\lambda(z + \Delta z). \quad (4.57)$$

Згідно з принципом збереження енергії поглинута промениста енергія витрачається на зміну внутрішньої енергії, тобто на нагрівання повітря. Тому можна записати

$$\Delta F_z(z) = -\rho c_p \Delta z \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (4.58)$$

де похідна має сенс швидкості нагрівання атмосфери. Отже, швидкість нагрівання шару Δz визначається формулою

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{1}{c_p \rho} \frac{\Delta F_\lambda(z)}{\Delta z}. \quad (4.59)$$

Швидкість нагрівання можна виразити і у термінах атмосферного тиску.

Для цього використаємо основне рівняння статички

$$dp = -\rho g dz . \quad (4.60)$$

Якщо перейти від диференціалів до кінцевих різниць, то будемо мати

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{g}{c_p} \frac{\Delta F_\lambda(p)}{\Delta p} . \quad (4.61)$$

Можна отримати формулу для розрахунків швидкості нагрівання атмосфери і у термінах оптичної маси m . Нагадаємо, що оптичною масою називають відношення маси нахиленого стовпа повітря M до маси M_0 вертикального стовпа

$$m = \frac{M}{M_0} . \quad (4.62)$$

Ця формула має такий вигляд:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{-s}{c_p} \frac{\Delta F_\lambda(m)}{\Delta m} , \quad (4.63)$$

де $s = \frac{\rho_n}{\rho}$ – масова частка поглиначя, густина якого дорівнює ρ_n .

Якщо розподілити сонячний спектр на n спектральних діапазонів й розрахувати швидкість нагрівання для кожного з них, то загальне нагрівання за рахунок поглинання сонячної радіації визначається формулою

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_{\text{заг}} = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_i . \quad (4.64)$$

Як відомо, атмосферний тиск швидко зменшується з висотою, а

напівширина смуги поглинання й, як наслідок, інтенсивність поглинання залежить від тиску. Для того, щоб урахувати цей ефект, замість змінного на шляху променя коефіцієнта поглинання α_λ беруть деякий постійний для всіх висот коефіцієнт, який обумовлює такий же вплив на інтенсивність поглинання сонячної радіації, як і фактичний, змінний з висотою, коефіцієнт поглинання.

Розрахунки показують, що у стратосфері, наприклад, де найбільша концентрація O_3 , нагрівання збільшується з висотою й досягає у тропіках й середніх широтах 5°C за добу. У літню пору у полярних широтах швидкість нагрівання повітря за рахунок поглинання ще більша, а у зимову пору, коли у верхню атмосферу, як зазначалось вище, у цих широтах сонячна радіація в атмосферу не надходить, нагрівання верхньої атмосфери відсутнє. У цей час верхні шари вихолоджуються за рахунок випромінювання в області теплової інфрачервоної радіації, що приводить до охолодження атмосфери.

4.12 Перенос теплової інфрачервоної радіації

У рівнянні переносу короткохвильової радіації було знехтовано власним випромінюванням шару на шляху dl . Але для теплової інфрачервоної радіації (ТІЧР) таке припущення не може прийматися, оскільки власне випромінювання шару атмосфери є значним. Тому рівняння переносу ТІЧР треба розглядати у формі:

$$\frac{dI_\lambda}{\alpha_\lambda \rho dl} = -I_\lambda + J_\lambda, \quad (4.65)$$

де J_λ – власне випромінювання шару атмосфери на шляху dl .

Інтегрування рівняння переносу (4.65) ТІЧР зверху донизу і навпаки приводить до таких рівнянь відносно спектральних потоків ТІЧР:

$$F_V^\uparrow(\tau) = \pi B_V(T_n) P_V(\tau_1 - \tau) - \int_\tau^{\tau_1} \pi B_V[T(\tau')] \frac{\partial P_V(\tau' - \tau)}{\partial \tau'} d\tau' \quad (4.66)$$

$$F_V^\downarrow(\tau) = \int_0^\tau \pi B_V[T(\tau')] \frac{\partial P_V(\tau' - \tau)}{\partial \tau'} d\tau'. \quad (4.67)$$

У рівняннях (4.66) і (4.67) $F_{\nu}^{\uparrow}(\tau)$ і $F_{\nu}^{\downarrow}(\tau)$ спектральні потоки ТІЧР з частотою ν при значенні оптичної товщини атмосфери $\tau(z)$ на висоті z

$$\tau(z) = \int_z^{\infty} \alpha_{\lambda} \rho dz; \quad (4.68)$$

$B_{\nu}(T_n)$ – функція Планка при температурі на вихідному рівні T_n ;

$$P_{\nu}(\tau_1 - \tau) = 2 \int_0^1 p_{\nu}(\tau_1 - \tau \mu) \mu d\mu \quad (4.69)$$

дифузна функція пропускання, у якій $\mu = \cos \theta$ – косинус зенітного кута Сонця, $T(\tau')$ – температурна стратифікація атмосфери у шарі від τ_1 до τ .

Величина

$$\Phi_{\lambda}(z) = F_{\lambda}^{\uparrow}(z) - F_{\lambda}^{\downarrow}(z) \quad (4.70)$$

називається ефективним потоком ТІЧР. Якщо розглядати поглинання ТІЧР у деякому шарі атмосфери Δz , то змінення у ньому ефективного потоку дорівнює

$$\Delta \Phi_{\lambda}(z) = \Phi_{\lambda}(z + \Delta z) - \Phi_{\lambda}(z). \quad (4.71)$$

Таким чином, на основі закону зберігання енергії отримаємо

$$\frac{\Delta \Phi_{\lambda}(z)}{\Delta z} = -c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (4.72)$$

звідки швидкість нагрівання (охолодження) шару атмосфери Δz за рахунок поглинання (випромінювання) ТІЧР у спектральній ділянці від ν до $\nu + \Delta \nu$ дорівнює

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_v = -\frac{1}{c_p \rho} \frac{\Delta \Phi_\lambda(z)}{\Delta z} \quad (4.73)$$

або у термінах ефективної маси поглиначача m

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_v = -\frac{g}{c_p} \frac{\Delta \Phi_v(m)}{\Delta m}. \quad (4.74)$$

Якщо йдеться про поглинання ТІЧР різними оптично активними газами атмосфери, які мають смуги поглинання, що припадають на різні спектральні діапазони ТІЧР, то загальна швидкість нагрівання (охолодження) шару атмосфери Δz за рахунок поглинання (випромінювання) ТІЧР дорівнює

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \sum_v \left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_v. \quad (4.75)$$

Розрахунки показують, що процес перенесення ТІЧР у верхній атмосфері приводить до нагрівання у середніх широтах повітря у озоносфері зі швидкістю $1,5^\circ\text{C}$ за добу за рахунок поглинання цієї радіації у смугі поглинання $9,6\text{ мкм}$. Вище висоти 20 км переважає вихолоджування стратосфери і мезосфери за рахунок випромінювання озоном і вуглекислим газом у смугі 15 мкм , отже загальна швидкість охолоджування на висоті 40 км дорівнює близько 7°C за добу.

5 ТЕПЛОВА ІНФРАЧЕРВОНА РАДІАЦІЯ

5.1 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. 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 перекриває 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. 5.1. Обвідна виміряного спектра відповідає спектру випромінювання абсолютно чорного тіла при температурі 290 К, 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.

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.

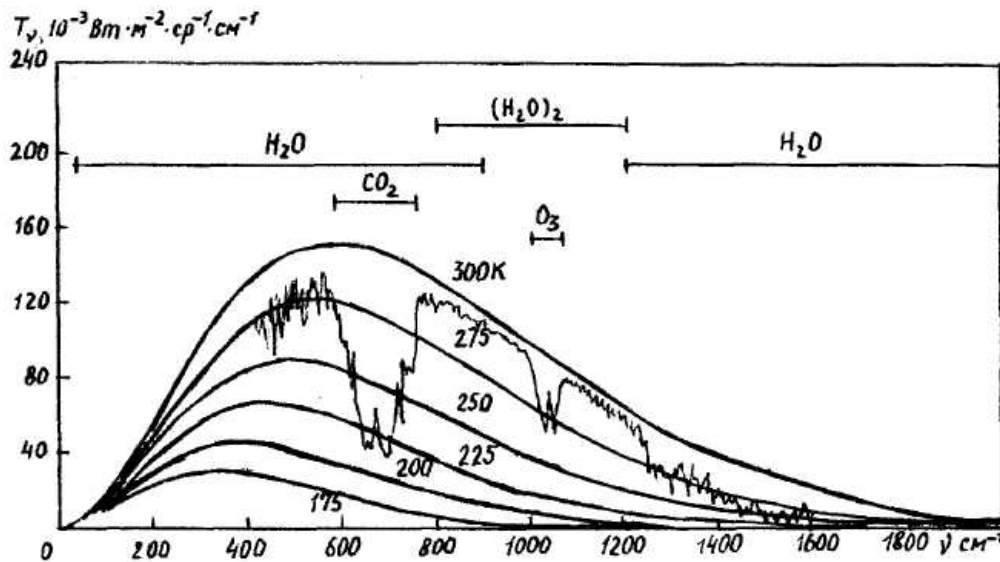


Рисунок. 5.1 – Спектральний розподіл інфрачервоного випромінювання абсолютно чорного тіла при різних температурах і спектр випромінювання Землі, виміряний за допомогою штучного супутника

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 сонячній 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.

5.2 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.5.2 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

$$E = E_e + E_v + E_r. \quad (5.1)$$

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.

Двохатомна молекула складається з двох ядер, оточених електронами. Обертання її найбільш просто може бути зображено моделлю "жорсткого ротатора" ("гантельна" модель). У такій моделі (рис.5.3) маси ядер розглядаються як точечні, а відстані між ядрами незмінними.

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

$$E_r = \frac{L\omega^2}{2}, \quad (5.2)$$

де $\omega = 2\pi\tilde{\nu}$ – кругова частота, L – момент інерції, який залежить від мас ядер та відстані між ними

$$L = \frac{m_A m_B}{m_A + m_B} r^2 = m_0 r^2. \quad (5.3)$$

Величина m_0 має назву приведеної маси молекули.

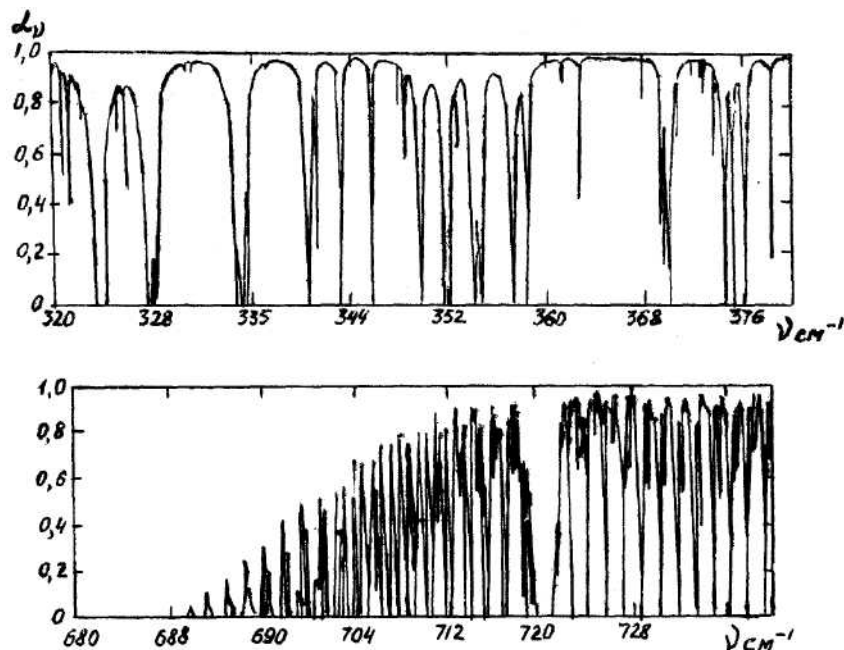


Рисунок 5.2 – Тонка структура смуг поглинення водяної пари в діапазоні від 320 до 380 см^{-1} , а також вуглекислого газу в діапазоні від 680 до 740 см^{-1}

Енергія обертання, як вже відзначалось, квантована й може приймати тільки дискретні значення

$$E_r = K(K + 1)B, \quad (5.4)$$

де $K = 0, 1, 2, \dots$ – обертальне квантове число, B – обертальна стала, яка обернено пропорційна до моменту інерції

$$B = \frac{h^2}{8\pi^2 L}, \quad (5.5)$$

h – стала Планка.

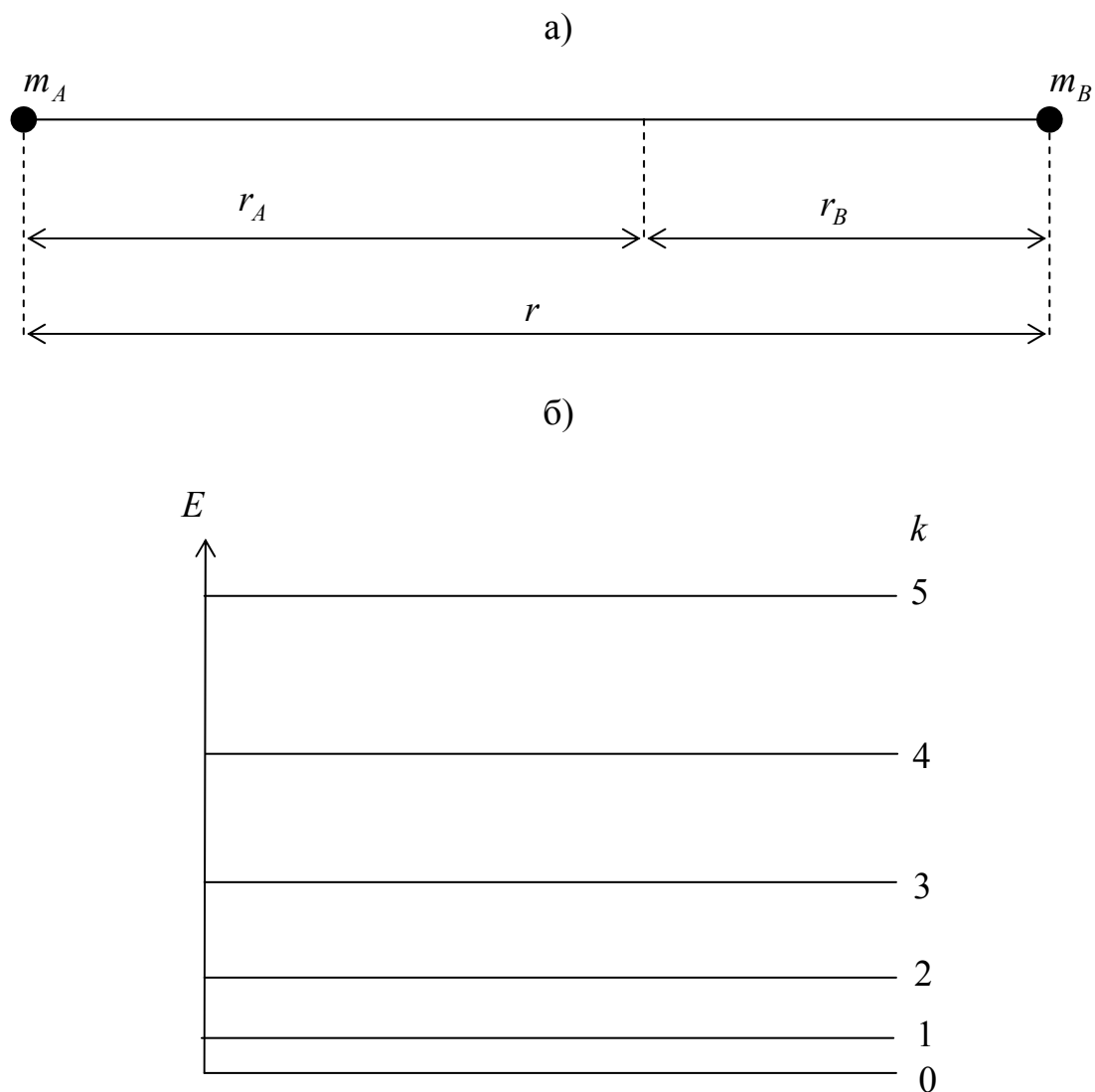


Рисунок 5.3 – Модель “жорсткого ротатора” (а) і рівні енергії при інфрачервоних переходах “жорсткого ротатора” (б)

З формул 5.2 – 5.5 виходить, що при визначеному K швидкість обертання тим більша, чим менший момент інерції

$$\omega^2 = \frac{K(K+1)h^2}{4\pi^2 I^2}. \quad (5.6)$$

На рис.5.3 (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

$$\Delta K = \pm 1. \quad (5.7)$$

Енергія кванта, що випромінюється або поглинається при таких переходах, дорівнює

$$h\nu = K(K+1)B - (K-1)KB = 2KB. \quad (5.8)$$

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

$$E_r = K(K+1)B + K^2(K+1)D. \quad (5.9)$$

$D \ll B$ - 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 $x = r - r_0$

$$F = -\epsilon x, \quad (5.10)$$

де ϵ - силова стала.

Потенціальна енергія системи E дорівнює

$$E = -\int F dx + const \quad (5.11)$$

або з урахуванням рівняння 5.10

$$E = \frac{6x^2}{2} + const. \quad (5.12)$$

Максимум 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 (5.12). 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

$$E_{\mathcal{G}} = h\tilde{\nu}_0 \left(\mathcal{G} + \frac{1}{2} \right), \quad (5.13)$$

де $\mathcal{G} = 0, 1, 2, \dots$ - колівальне квантове число,

$$\tilde{\nu}_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{e}{m_0}} \quad (5.14)$$

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 колівна молекула в той же час й обертається, у чистому виді колівальні лінії не спостерігаються. Замість них біля колівальних 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:

$$E_g = hv_0 \left(g + \frac{1}{2} \right) - hv_0 \alpha \left(g + \frac{1}{2} \right)^2 + hv_0 \beta \left(g + \frac{1}{2} \right)^3, \quad (5.15)$$

де α і β - деякі малі коефіцієнти.

Рівні енергії ангармонічного осцилятора, на відміну від гармонічного, по мірі збільшення g зближуються.

Колівальні 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. Колівальні 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.5.4 (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.

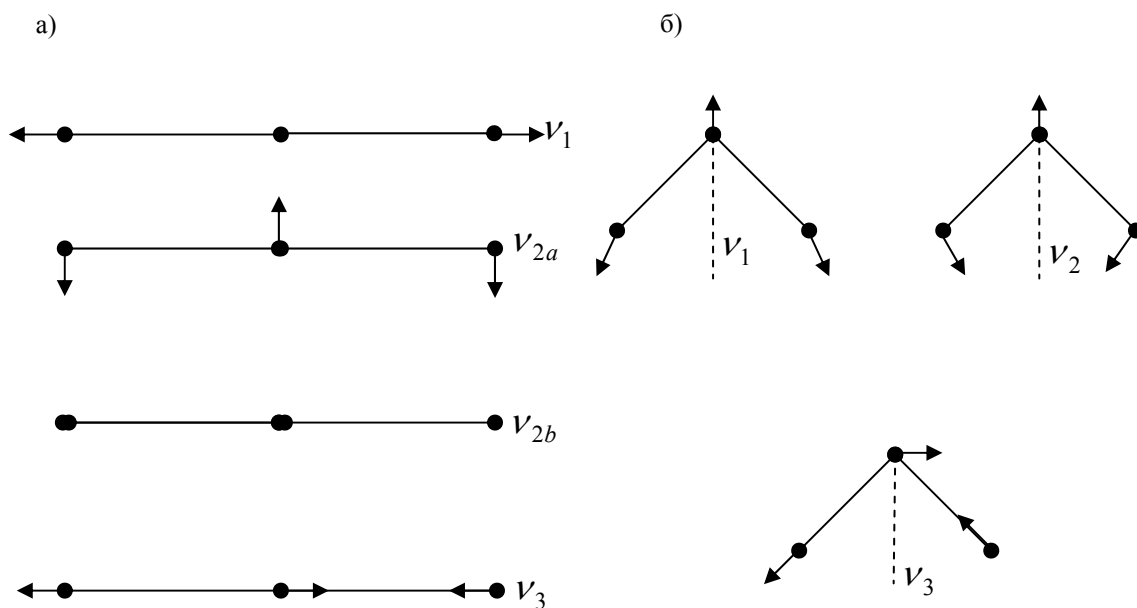


Рисунок 5.4 – Типи нормальних коливань у молекулах CO₂ (а) і H₂O (б)

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.5.4 (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 смузі, 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 смуга ν_3 та помірно сильна ν_1 формують $9,6$ мкм смугу озону. Основна смуга озону ν_2 маскується 15 мкм смугою CO₂. Сильна смуга біля $4,7$ мкм, яка відповідає обертонам частотам коливань молекули O₃, 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 H₂O, CO₂ і O₃, 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 смугою 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 смуга водяної пари перекриває означений діапазон частот повністю.

5.3 Рівняння переносу теплової інфрачервоної радіації в атмосфері та його інтегрування

5.3.1. Інтегрування рівняння переносу радіації для плоско паралельних атмосфер.

Загальне рівняння переносу радіації має вид

$$\frac{dI_{\lambda}}{\alpha_{\lambda} \rho dl} = -I_{\lambda} + J_{\lambda}. \quad (5.16)$$

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 (5.16).

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.5.5).

Тоді, очевидно,

$$dl = \frac{dz}{\cos\theta} \quad (5.17)$$

і рівняння (5.16) можна записати у формі

$$\frac{\cos \theta}{\alpha_{\lambda} \rho} \cdot \frac{dI_{\lambda}}{dz} = -I_{\lambda} + J_{\lambda}. \quad (5.18)$$

Позначимо $\cos \theta = \mu$ і введемо оптичну товщину атмосфери

$$\tau_{\lambda}(z) = -\int_{\infty}^z \alpha_{\lambda} \rho dz. \quad (5.19)$$

Як відомо, інтеграл зі змінною на верхній границі інтегрування являє собою функцію від цієї змінної. Диференціал цієї функції дорівнює

$$d\tau_{\lambda} = -\alpha_{\lambda} \rho dz. \quad (5.20)$$

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. 5.6). Інтенсивність радіації на деякому рівні є функція змінних τ , μ , і ψ , тобто $I(\tau, \mu, \psi)$. Ураховуючи це, а також вираз (5.5), рівняння переносу радіації запишемо у вигляді:

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu, \psi)}{d\tau} = I(\tau, \mu, \psi) - J(\tau, \mu, \psi). \quad (5.21)$$

Оскільки ми атмосферу представили як систему, що складається з плоских паралельних шарів, (рис.5.6), то рівняння називають рівнянням переносу радіації у плоско паралельних атмосферах.

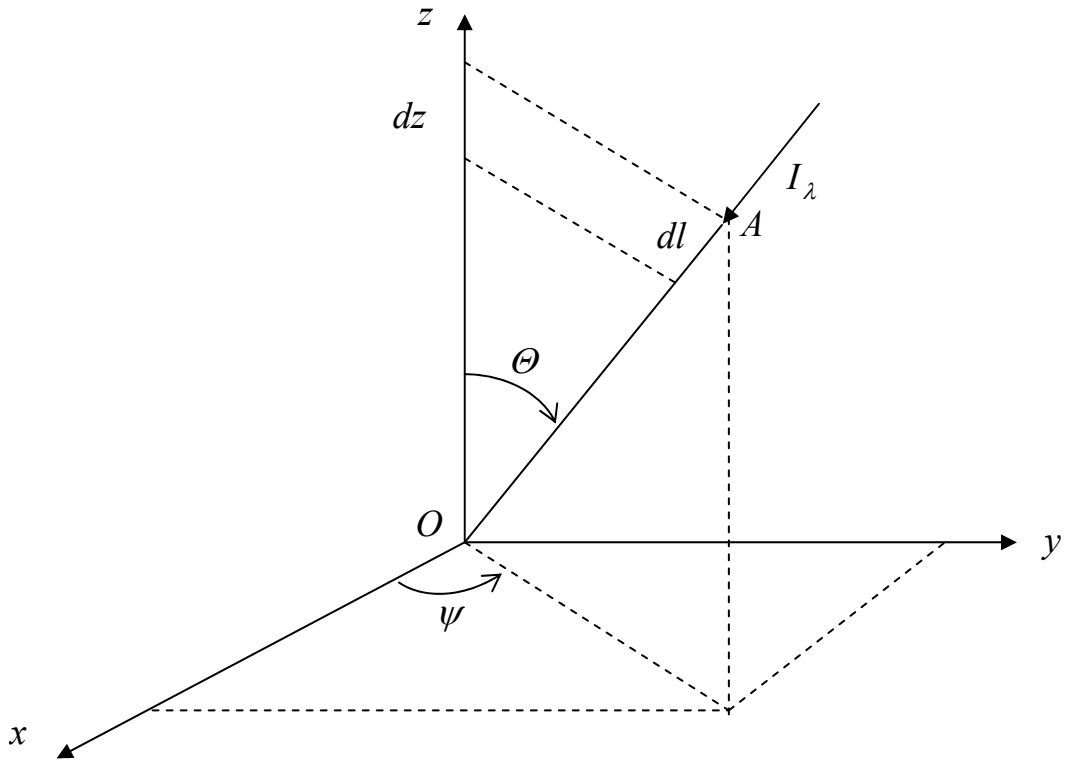


Рисунок 5.5 – Системи координат

Для розв'язку диференційного рівняння (5.21) 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:

$$\mu e^{-\tau/\mu} \frac{dI(\tau, \mu)}{d\tau} = I(\tau, \mu) e^{-\tau/\mu} - J(\tau, \mu) e^{-\tau/\mu} \quad (5.22)$$

або

$$e^{-\tau/\mu} dI(\tau, \mu) - I(\tau, \mu) \frac{e^{-\tau/\mu}}{\mu} d\tau = -J(\tau, \mu) \frac{e^{-\tau/\mu}}{\mu} d\tau. \quad (5.23)$$

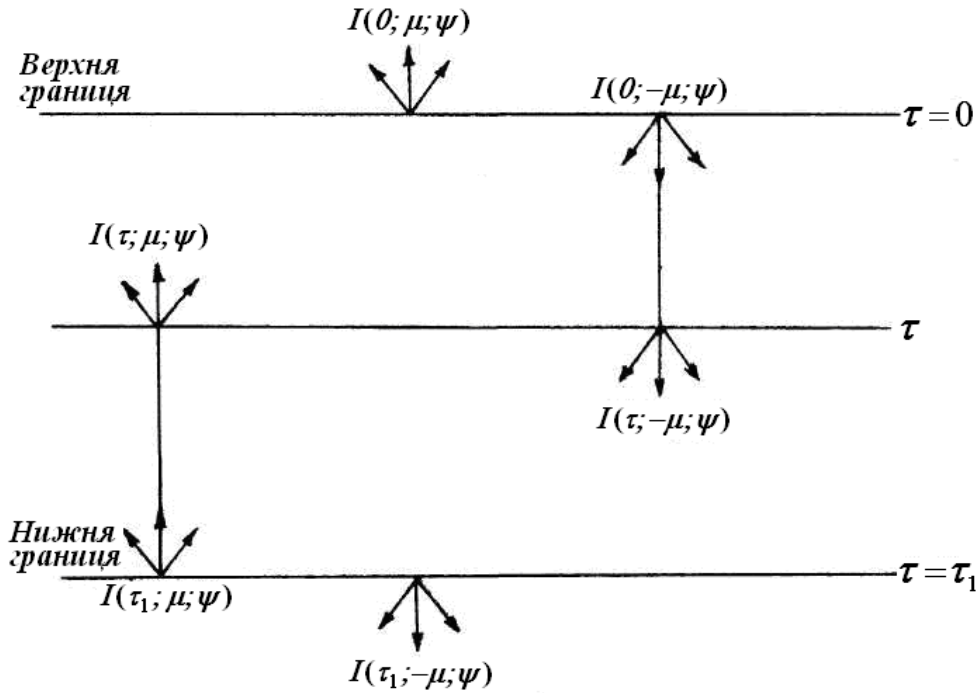


Рисунок 5.6 – До рівняння переносу інфрачервоної радіації

Розглянемо диференціал функції $I(\tau, \mu)e^{-\tau/\mu}$. Очевидно, він дорівнює

$$d\left[I(\tau, \mu)e^{-\tau/\mu}\right] = dI(\tau, \mu)e^{-\tau/\mu} - I(\tau, \mu)\frac{e^{-\tau/\mu}}{\mu}d\tau. \quad (5.24)$$

Якщо порівняти рівняння (5.8) і (5.9), то очевидно, що

$$d\left[I(\tau, \mu)e^{-\tau/\mu}\right] = -J(\tau, \mu)\frac{e^{-\tau/\mu}}{\mu}d\tau. \quad (5.25)$$

Проінтегруємо рівняння (5.25) в границях від τ_1 до τ . Будемо мати

$$I(\tau, \mu)e^{-\tau/\mu} - I(\tau_1, \mu)e^{-\tau_1/\mu} = -\int_{\tau_1}^{\tau} J(\tau', \mu)\frac{e^{-\tau'/\mu}}{\mu}d\tau', \quad (5.26)$$

де τ' - змінна інтегрування.

Після ділення рівняння (5.26) на експоненту $e^{-\tau/\mu}$ воно отримує таку форму:

$$I(\tau, \mu) = I(\tau_1, \mu)e^{-(\tau_1 - \tau)/\mu} + \int_{\tau}^{\tau_1} J(\tau', \mu) \frac{e^{-(\tau' - \tau)/\mu}}{\mu} d\tau'$$

$$I(\tau, \mu) = I(\tau_1, \mu)e^{-(\tau_1 - \tau)/\mu} + \int_{\tau}^{\tau_1} J(\tau', \mu) \frac{e^{-(\tau' - \tau)/\mu}}{\mu} d\tau'. \quad (5.27)$$

На основі отриманого розв'язку загального рівняння переносу радіації можна записати відповідні рівняння для інтенсивностей висхідного та нисхідного потоків

$$I^{\uparrow}(\tau, \mu) = I(\tau_1, \mu)e^{-(\tau_1 - \tau)/\mu} + \int_{\tau}^{\tau_1} J(\tau', \mu) \frac{e^{-(\tau' - \tau)/\mu}}{\mu} d\tau', \quad (5.28)$$

$$I^{\downarrow}(\tau, \mu) = I(0, \mu)e^{-\tau/\mu} + \int_0^{\tau} J(\tau', \mu) \frac{e^{-(\tau' - \tau)/\mu}}{\mu} d\tau'. \quad (5.29)$$

У рівнянні (5.29) враховано, що для нисхідного потоку $\theta > \frac{\pi}{2}$ і $\mu = \cos\theta < 0$.

Перший член рівняння (5.28) 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 (5.29) 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 (5.28) – (5.29) 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.

5.3.2. 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

$$B[T_n] = \delta \sigma T_n^4. \quad (5.30)$$

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 здатність має аналогічний вид

$$B[T(\tau')] = \delta_A \sigma T^4(\tau'), \quad (5.31)$$

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 використовуємо рівняння (5.28)-(5.29). 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.

$$I_\nu(\tau_1, \mu) = B_\nu(T_1), \quad (5.32)$$

$$J_\nu(\tau', \mu) = B_\nu[T(\tau')]. \quad (5.33)$$

Коригуючі множники δ і δ_A можуть бути внесені в остаточні розв'язки.

За рахунок рівнянь (5.32) і (5.33), рівняння переносу інфрачервоної радіації знизу вгору й зверху вниз можуть бути записані так:

$$I_\nu^\uparrow(\tau, \mu) = B_\nu(T_n) e^{-(\tau_1 - \tau)/\mu} + \int_\tau^{\tau_1} B_\nu[T(\tau')] \frac{e^{-(\tau' - \tau)/\mu}}{\mu} d\tau', \quad (5.34)$$

$$I_\nu^\downarrow(\tau, -\mu) = \int_0^\tau B_\nu[T(\tau')] \frac{e^{-(\tau' - \tau)/\mu}}{\mu} d\tau'. \quad (5.35)$$

У рівнянні (5.35) враховується, що на верхній границі атмосфери ($\tau = 0$) інтенсивність теплової інфрачервоної радіації дорівнює нулю, тобто $I_\nu(0, -\mu) = 0$.

Перший член рівняння (5.34) 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 (5.35) описує теплову інфрачервону радіацію, що надходить до рівня τ внаслідок власного випромінювання шару атмосфери від τ до 0 (від z до ∞).

5.3.3. Спектральна й дифузійна функції пропускання теплової інфрачервоної радіації.

Звернемося до рівняння (5.34). Припустимо що власне випромінювання шару товщиною $\tau - \tau_1$ - дорівнює нулю, тобто в підінтегральній функції другого члена $B_\nu [T(\tau')] = 0$.

Тоді

$$I_\nu^\uparrow(\tau, \mu) = B_\nu [T_n] e^{-(\tau_1 - \tau)/\mu} \quad (5.36)$$

або

$$\frac{I_\nu^\uparrow(\tau, \mu)}{B_\nu [T_n]} = e^{-(\tau_1 - \tau)/\mu} \quad (5.37)$$

Функція

$$p_\nu(\tau_1 - \tau, \mu) = e^{-(\tau_1 - \tau)/\mu} \quad (5.38)$$

характеризує ту частину теплової інфрачервоної радіації, що 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 з нею пов'язана оптична товщина атмосфери τ . Тому функція (5.38) називається спектральною функцією пропускання.

Очевидно,

$$-\frac{1}{\mu} e^{-(\tau' - \tau)/\mu} = \frac{\partial p(\tau' - \tau, \mu)}{\partial \tau'} \quad (5.39)$$

Отже, якщо використати спектральну функцію пропускання (5.38) та її частинну похідну (5.39), то рівняння переносу теплової інфрачервоної радіації можна записати у такій формі:

$$I_v^\uparrow(\tau, \mu) = B_v[T_n]p_v(\tau_1 - \tau, \mu) - \int_{\tau}^{\tau_1} B_v[T(\tau')] \frac{\partial p_v(\tau' - \tau, \mu)}{\partial \tau'} d\tau'. \quad (5.40)$$

$$I_v^\downarrow(\tau, -\mu) = \int_0^{\tau} B_v[T(\tau')] \frac{\partial p_v(\tau' - \tau, \mu)}{\partial \tau'} d\tau'. \quad (5.41)$$

Перейдемо тепер від спектральної інтенсивності теплової інфрачервоної радіації до спектрального її потоку. Як було показано раніше, між спектральним потоком й інтенсивністю існує така залежність:

$$F_v(\tau) = \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{\pi/2} I_v(\tau, \theta) \cos\theta \sin\theta d\theta. \quad (5.42)$$

Оскільки $\cos\theta = \mu$, після інтегрування по змінній ψ маємо

$$F_v(\tau) = -2\pi \int_0^1 I_v(\tau, \mu) \mu d\mu. \quad (5.43)$$

Використаємо тепер, залежність (5.43) для отримання висхідного та нисхідного спектральних потоків теплової інфрачервоної радіації. З цією метою підставимо рівняння (5.40) й (5.41) в праву частину рівності (5.43). Для рівняння (5.40) будемо мати

$$F_v^\uparrow(\tau) = \pi B_v[T_n] 2 \int_0^1 p_v(\tau_1 - \tau, \mu) \mu d\mu - \int_{\tau}^{\tau_1} \pi B_v[T(\tau')] \times \\ \times \left[2 \int_0^1 \frac{\partial p_v(\tau' - \tau, \mu)}{\partial \tau'} \mu d\mu \right] d\tau'. \quad (5.44)$$

Величина

$$P_v(\tau_1 - \tau) = 2 \int_0^1 p_v(\tau_1 - \tau, \mu) \mu d\mu \quad (5.45)$$

називається дифузною функцією пропускання, а величина

$$2 \int_0^1 \frac{\partial P_v(\tau' - \tau, \mu)}{\partial \tau'} \mu d\mu = \frac{\partial P_v(\tau' - \tau)}{\partial \tau'}. \quad (5.46)$$

її похідною. Отже, враховуючи рівняння (5.43) – (5.46), маємо

$$F_v^\uparrow(\tau) = \pi B_v [T_n] P_v(\tau_1 - \tau) - \int_\tau^{\tau_1} \pi B_v [T(\tau')] \frac{\partial P_v(\tau' - \tau)}{\partial \tau'} d\tau', \quad (5.47)$$

$$F_v^\downarrow(\tau) = \int_0^\tau \pi B_v [T(\tau')] \frac{\partial P_v(\tau' - \tau)}{\partial \tau'} d\tau'. \quad (5.48)$$

Перший член правої частини рівняння (5.47) 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 (5.48) має той же сенс, але для шару від 0 до τ (від верхньої границі атмосфери до висоти z , якій відповідає оптична товщина τ).

5.4 Ефективна маса поглинача

Рівняння (5.47) і (5.48) більш часто записують у термінах ефективної маси поглинача, а не в термінах оптичної товщини атмосфери, як це зроблено. Введемо поняття ефективної маси поглинача.

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

$$\alpha'_v = \frac{Sa}{\pi(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0)^2 + a^2}. \quad (5.49)$$

Спектральний масовий показник поглинення α'_v залежить від атмосферного тиску і температури, оскільки від цих параметрів залежить півширина смуги a

$$a = a_0 \left(\frac{p}{p_0} \right)^n \left(\frac{T_0}{T} \right)^l. \quad (5.50)$$

За рахунок такої залежності можна записати, що

$$\alpha'_v = \alpha'_{v_0} \left(\frac{p}{p_0} \right)^n \left(\frac{T_0}{T} \right)^l \quad (5.51)$$

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

$$\tau_1 - \tau(z) = \int_0^z \alpha'_v \rho_n dz, \quad (5.52)$$

де ρ_n - густина поглинач. Дійсно,

$$\tau_1 = \int_0^\infty \alpha'_v \rho_n dz, \quad (5.53)$$

$$\tau(z) = \int_z^\infty \alpha'_v \rho_n dz. \quad (5.54)$$

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 (5.50), то будемо мати

$$\tau_1 - \tau = \int_0^z \alpha'_{V_0} \left(\frac{p}{p_0} \right)^h \left(\frac{T_0}{T} \right)^l \rho_n dz = \alpha'_{V_0} \int_0^z \left(\frac{p}{p_0} \right)^h \left(\frac{T_0}{T} \right)^l \rho_n dz. \quad (5.55)$$

Величина

$$m(z) = \int_0^z \left(\frac{p}{p_0} \right)^h \left(\frac{T_0}{T} \right)^l \rho_n dz \quad (5.56)$$

називається ефективною масою поглинача.

Отже,

$$\tau_1 - \tau = \alpha'_{V_0} m(z). \quad (5.57)$$

Тоді можна у термінах ефективної маси поглинача записати формули для спектральної й дифузної функцій пропускання

$$P_V(m) = e^{-\alpha'_{V_0} m / \mu}, \quad (5.58)$$

$$P_V(m) = 2 \int_0^1 e^{-\alpha'_{V_0} m / \mu} \mu d\mu. \quad (5.59)$$

Висхідний і нисхідний спектральні потоки теплової інфрачервоної радіації у термінах ефективної маси поглинача мають такий вид:

$$F_v^\uparrow(m) = \pi B_v(T_n) P_v(m) + \int_0^m \pi B_v[T(u)] \frac{\partial P_v(m-u)}{\partial u} du, \quad (5.60)$$

$$F_v^\downarrow(m) = \int_{m_0}^m \pi B_v[T(u)] \frac{\partial P_v(m-u)}{\partial u} du. \quad (5.61)$$

Сенс правих частин рівнянь (5.60) і (5.61) залишається таким же, як і рівнянь (5.47) і (5.48), але міркування треба проводити вже у термінах ефективної маси поглинача.

5.5 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 (5.60) і (5.61), то для інтегральних потоків висхідного і нисхідного теплового інфрачервоного випромінювання будемо мати

$$F_v^\uparrow(m) = \int_0^\infty \pi B_v(T_n) P_v(m) dv + \int_0^\infty \int_0^m \pi B_v[T(u)] \frac{\partial P_v(m-u)}{\partial u} dudv, \quad (5.62)$$

$$F_v^\downarrow(m) = \int_0^\infty \int_{m_0}^m \pi B_v[T(u)] \frac{\partial P_v(m-u)}{\partial u} dudv. \quad (5.63)$$

Обчислювання за допомогою рівнянь (5.62) і (5.63) дуже складні. Тому їх перетворюють шляхом запровадження інтегральної функції пропускання, яка може бути розрахована заздалегідь.

Розділимо та помножимо відповідні підінтегральні функції рівнянь (5.62) і (5.63) та повну інтенсивність випромінювання підстильної поверхні $B(T_n)$ й атмосфери $B[T(u)]$.

Будемо мати

$$\begin{aligned}
F^{\uparrow}(m) &= B[T_n] \int_0^{\infty} \pi \frac{B_v(T_n)}{B[T_n]} P_v(m) dv + \\
&+ \int_0^m B[T(u)] \int_0^{\infty} \pi \frac{B_v[T(u)]}{B[T(u)]} \frac{\partial P_v(m-u)}{\partial u} dudv.
\end{aligned} \tag{5.64}$$

Величина

$$\int_0^{\infty} \pi \frac{B_v[T_n]}{B[T_n]} P_v(m) dv = P(m) \tag{5.65}$$

називається інтегральною функцією пропускання, а величина

$$\int_0^{\infty} \pi \frac{B_v[T(u)]}{B[T(u)]} \cdot \frac{\partial P_v(m-u)}{\partial u} dv = \frac{\partial P(m-u)}{\partial u} \tag{5.66}$$

є її похідною.

Отже, у термінах інтегральної функції пропускання маємо:

$$F^{\uparrow}(m) = B[T_n]P(m) + \int_0^m B[T(u)] \frac{\partial P(m-u)}{\partial u} du, \tag{5.67}$$

$$F^{\downarrow}(m) = \int_{m_0}^m B[T(u)] \frac{\partial P(m-u)}{\partial u} du, \tag{5.68}$$

або

$$F^{\uparrow}(m) = B(T_n)P(m) + \int_0^m B[T(u)] dP(m-u), \tag{5.69}$$

$$F^{\downarrow}(m) = \int_{m_0}^m B[T(u)] dP(m-u). \tag{5.70}$$

Як виходить із рівнянь (5.69) і (5.70), 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

$$\Phi(m) = F^{\uparrow}(m) - F^{\downarrow}(m), \quad (5.71)$$

яка називається ефективним потоком.

5.6 Ефективне випромінювання земної поверхні

Як було показано, висхідний та нисхідний інтегральні потоки теплової інфрачервоної радіації визначаються рівняннями:

$$F^{\uparrow}(m) = B[T_n]P(m) + \int_0^m B[T(u)]dP(m-u), \quad (5.72)$$

$$F^{\downarrow}(m) = \int_{m_0}^m B[T(u)]dP(m-u), \quad (5.73)$$

а ефективний потік – рівнянням (5.71). Знайдемо висхідний потік на земній поверхні ($m = 0$). Він, очевидно, дорівнює

$$F^{\uparrow}(0) = B(T_n)P(0). \quad (5.74)$$

Якщо для функції пропускання прийняти апроксимацію

$$P(m) = 0,539 \exp[-2,4s\sqrt{m}] + 0,46 \exp[-0,213\sqrt{m}],$$

де m - ефективна маса водяної пари (в $\text{кг}/\text{м}^2$), а поглинення вуглекислим газом CO_2 урахується у коефіцієнтах експонент, то на поверхні ($m = 0$) вона дорівнює

$$P(0) = 0,539 + 0,461 = 1,00. \quad (5.75)$$

Таким чином, висхідний потік теплової інфрачервоної радіації на земній поверхні визначається рівнянням

$$F^\uparrow(0) = B[T_n] = B_0. \quad (5.76)$$

Нисхідний потік, очевидно, дорівнює

$$F^\downarrow(0) = \int_0^{m_0} B[T(u)] dP(u) = B_a. \quad (5.77)$$

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 нисхідний 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:

$$\Phi(0) = F^\uparrow(0) - F^\downarrow(0) = B_0 - \delta B_a = B^*. \quad (5.78)$$

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. 5.1 наводиться приклад залежності ефективного випромінювання земної поверхні від парціального тиску водяної пари.

Таблиця 5.1 – 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 (5.77), 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

$$B_0 = \delta_a \sigma T_1^4. \quad (5.79)$$

Відносний коефіцієнт поглинення атмосфери δ_a залежить від вологості повітря та хмарності. При збільшенні вологості та кількості хмар δ_a збільшується. Якщо використати рівняння (5.79) та аналогічне рівняння для земної поверхні, то будемо мати

$$B^* = \delta \sigma T_0^4 - \delta \delta_a \sigma T_1^4 = \delta \sigma [T_0^4 - \delta_a T_1^4 + T_1^4 - T_1^4] = \delta \sigma T_1^4 (1 - \delta_a) + \delta \sigma [T_0^4 - T_1^4] \quad (5.80)$$

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 $T_0 - T_1 = \Delta T$

$$T_0^4 - T_1^4 = 4T_1^3 \Delta T. \quad (5.81)$$

Відносний коефіцієнт поглинення для атмосфери δ_a можна апроксимувати експериментальною формулою

$$\delta_a = A_1 - D \cdot 10^{-C e_1}, \quad (5.82)$$

де e_1 в показнику степеня є парціальний тиск водяної пари на висоті z_1 , а A_1 , D , C - емпіричні коефіцієнти. Тоді

$$1 - \delta_a = 1 - A_1 + D \cdot 10^{-C e_1} = A + D \cdot 10^{-C e_1}. \quad (5.83)$$

Якщо підставити формули (5.81) та (5.83) в (5.80), то будемо мати

$$B^* = \delta \sigma T_1^4 \left(A + D \cdot 10^{-C e_1} \right) + \delta \Delta B^*, \quad (5.84)$$

в якій

$$\Delta B^* = 4\sigma T_1^3 \Delta T \quad (5.85)$$

поправка на різницю температур між атмосферою та земною поверхнею. Формула (5.84) 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

$$B_a = \sigma T_1^4 \left(a_1 + e_1 \sqrt{e_1} \right). \quad (5.86)$$

В ній $a = 0,526$, $e_1 = 0,065$ гПа ^{$\frac{1}{2}$} (якщо e_1 в гПа).

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 у випадку хмарної атмосфери

$$P(m_1, m_2, m_3) = \pi \left[\sum_{k=1}^3 a_k^{(1)} e^{-1,66 [\alpha' m_3 + \alpha_k^{(1)} m_1]} \right] + \\ + \prod_{n=1}^3 \sum_{k=1}^3 a_k^{(n)} e^{-1,66 [\alpha' m_3 + \alpha_k^{(n)} m_{n-1}]},$$

(де 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) 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:

$$B_k = \sigma T_k^4. \quad (5.87)$$

З цього потоку частина

$$B'_a = \delta_a \sigma T_k^4 \quad (5.88)$$

поглинається в шарі атмосфери між нижньою границею хмари та земною поверхнею. Цей шар в напрямку земної поверхні також випромінює кількість інфрачервоної радіації

$$B_a = \delta_a \sigma T_1^4. \quad (5.89)$$

Таким чином, ефективне випромінювання земної поверхні при 10-бальній хмарності можна записати у формі

$$\begin{aligned} B^* &= \delta \sigma T_0^4 - \delta \delta_a \sigma T_1^4 - \delta (\sigma T_k^4 - \delta_a \sigma T_k^4) = \\ &= \delta \sigma T_0^4 - \delta \delta_a \sigma T_1^4 - \delta (1 - \delta_a) \sigma T_k^4. \end{aligned} \quad (5.90)$$

У формулі (5.90) $(1 - \delta) \sigma T_k^4$ - частина інфрачервоного випромінювання хмар, яка доходить до земної поверхні. Якщо припустити, що $T_0 = T_1$, то

$$B^* = \delta\sigma T_1^4(1 - \delta_a) - \delta\sigma T_k^4[1 - \delta_a] = \delta\sigma(1 - \delta_a)T_1^4 \left(1 - \left(\frac{T_k}{T_1}\right)^4\right) = B_0^* \left(1 - \left(\frac{T_k}{T_1}\right)^4\right). \quad (5.91)$$

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 (5.91) дає припущення щодо постійності відносного коефіцієнта поглинення між нижньою границею хмар та земною 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:

$$T_k = T_1 - \gamma z_k. \quad (5.92)$$

Тоді різниця температур земної поверхні та нижньої границі хмар дорівнює

$$\Delta T_k = T_1 - T_k = \gamma z_k. \quad (5.93)$$

Крім того, можна записати

$$T_k = T_1 - \Delta T_k. \quad (5.94)$$

Знайдемо величину

$$\left(\frac{T_k}{T_1}\right)^4 = \left(\frac{T_1 - \Delta T_k}{T_1}\right)^4 = \left(1 - \frac{\Delta T_k}{T_1}\right)^4. \quad (5.95)$$

Другий член у дужках має порядок 10^{-2} . Тому при розкладанні (5.95) за степенями можна обмежуватися лише першими двома членами. За цих умов рівняння (5.91) приймає вид

$$B^* = B_0^* \left[1 - \left(1 - \frac{4\Delta T_k}{T_1} \right) \right] = B_0^* \frac{4\Delta T_k}{T_1} = \frac{4B_0^*}{T_1} \gamma z_k. \quad (5.96)$$

Оскільки

$$B_0^* = (A + D \cdot 10^{-ce_1}) \delta \sigma T_1^4, \quad (5.97)$$

маємо

$$B^* = 4\delta \sigma T_1^3 (A + D \cdot 10^{-ce_1}) \gamma z_k. \quad (5.98)$$

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 (5.98) 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

$$B^* = B_0^* \left[1 - (c_L n_L + c_M n_M + c_H n_H) \right], \quad (5.99)$$

де n_L, n_M, n_H - кількість хмар (у частках одиниці) нижнього (St, Sc, Ns, Cu, Cv), 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

$$\bar{c} = \frac{c_L n_L + c_M n_M + c_H n_H}{n}, \quad (5.100)$$

де n - загальна кількість хмар,
то формулою

$$B^* = B_0^* (1 - \bar{c}n) \quad (5.101)$$

можна користуватися, коли відсутня інформація про кількість хмар усіх ярусів. Середні значення коефіцієнтів c_L, c_M, c_H й \bar{c} наводяться у табл.5.2.

Таблиця 5.2 – 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:

$$B^* = B_0^* \left(1 - 6,4 \cdot 10^{-2} \theta_w h\right). \quad (5.102)$$

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. 5.3 приводяться дані щодо річного ходу ефективного випромінювання для трьох пунктів при безхмарному й хмарному небі.

Таблиця 5.3 – 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
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.

6 ДИНАМІКА ВЕРХНЬОЇ АТМОСФЕРИ

6.1 Основи динаміки атмосфери

Фізичний стан земної атмосфери залежить від факторів, пов'язаних з впливом сонячної радіації, з процесами, що відбуваються всередині атмосфери, та взаємодії атмосфери з підстильною поверхнею і навколоземним космічним простором. Під впливом вказаних факторів фізичний стан атмосфери постійно змінюється, обумовлюючи просторово-часові зміни її фізичних параметрів.

Будова і склад верхньої атмосфери формується, головним чином, під впливом зовнішніх (радіаційних) і внутрішніх (хімічних та динамічних) процесів. Зокрема, поглинання сонячного ультрафіолетового випромінювання та космічних променів призводить до процесів дисоціації та іонізації й пов'язаного з ними нагрівання атмосфери. Крім того, важливу роль відіграють дифузійні явища та процеси переносу маси та енергії.

Верхню атмосферу розмежовують зазвичай на чотири шари: стратосферу (15 – 50 км), мезосферу (50 – 80 км), термосферу (вище 80 – 450 км) й екзосферу (вище 450 км), кожен з яких характеризується визначеними фізичними властивостями. За циркуляційними ознаками всю атмосферу (нижню та верхню) поділяють на три головні області: область тропосферної циркуляції – від земної поверхні до висоти 24 км, область стратосферної циркуляції – від 24 до 80 км та область іоносферної циркуляції – вище 60-80 км.

Верхня атмосфера, як і нижня, знаходиться в постійному русі, який обумовлює перенос хімічних складових як у горизонтальному, так і у вертикальному напрямках. При цьому даний перенос може зумовлюватись як переважними вітрами (адвекцією), так і за рахунок турбулентного перемішування та дифузії. Відомо, що до висоти 110 км атмосфера перемішана і течії носять турбулентний характер. Однак у зв'язку зі зменшенням густини атмосфери з висотою повітряні течії у верхніх шарах мають і деякі особливості. На висотах більше 200 – 250 км починає впливати молекулярна будова середовища, тому закони її руху не будуть обмежуватись гідромеханікою суцільного середовища. Починаючи з мезосфери, впливають припливні чинники. В межах іоносфери при вивченні руху повітря потрібно враховувати іонізовану частину середовища, а саме, вплив на неї електричних і магнітних сил. Іоносферна циркуляція пов'язана також і з впливом гравітаційних хвиль.

Вивчення поля вітру і турбулентності в верхній атмосфері здійснюється різними методами. До висоти 30 км проводяться регулярні вимірювання за допомогою шарів-зондів, а для висот 30 – 60 км, в межах верхньої стратосфери, вони проводяться за допомогою ракет. Існують і

безконтактні дистанційні методи вимірювання параметрів стану верхніх шарів атмосфери – спеціальні штучні супутники Землі та наземні прилади.

Динаміка верхньої атмосфери обумовлюється визначеними фізичними закономірностями, сукупність яких описується рівняннями динаміки верхньої атмосфери.

6.1.1. Вихідні рівняння динаміки верхньої атмосфери.

Для всіх досліджень загальної циркуляції атмосфери в основі знаходиться система рівнянь: рівняння горизонтального руху (закон збереження імпульсу), перший закон термодинаміки (закон збереження енергії) і рівняння нерозривності (закон збереження маси).

При моделюванні стратосферної динаміки застосовуються три основних типи спрощення:

1. Динамічне спрощення зазвичай використовується у тих випадках, коли рух квазісоленоїдальний, тому поле горизонтальних швидкостей може бути апроксимоване своєю соленоїдальною (бездивергентною) часткою. При цьому рівняння горизонтального руху можуть бути замінені нестационарним рівнянням вихору та діагностичним рівнянням балансу, які пов'язують поля соленоїдальної компоненти швидкості та тиску.

2. Геометричне спрощення базується на тому факті, що ефект кривизни Землі зазвичай неважливий порівняно з динамічним ефектом зміни параметра Кориоліса з широтою. Це спрощення частіше використовується при дослідженні явищ, що спостерігаються в достатньо вузькому широтному поясі.

3. Лінеаризація складається з розділення поля течій на осереднену за довготою (середню зональну) складову та відхилення від неї (збурень), при цьому вони повинні бути достатньо малими, щоб деякими їх складовими членами можна було знехтувати.

Розглянемо цю систему рівнянь в спрощеному вигляді, а для більш детального ознайомлення з нею можна використати фундаментальну монографію Дж. Р. Холтона.

У відповідності з другим законом Ньютона зміна кількості руху пропорційна прикладеній рухомій силі та здійснюється у напрямку, у якому ця сила діє. У гідродинаміці цей закон більш відомий під назвою рівняння руху. В системі координат, пов'язаних з обертанням Землі, цей закон запишемо у вигляді

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p - 2\vec{\Omega}\vec{v} + \vec{g}' + \vec{F}, \quad (6.1)$$

де \vec{v} - вектор швидкості об'єму повітря;

t - час; ρ - густина; p - тиск;
 $\vec{\Omega}$ - кутова швидкість обертання Землі;
 \vec{g}' - прискорення вільного падіння;
 \vec{F} - сила тертя (в'язкість).

Кожен член рівняння (6.1) характеризує різні сили, що діють на рухомий об'єм повітря: вектор $\frac{d\vec{v}}{dt}$ - сила інерції рухомої частинки, віднесеної до одиниці маси; вектор $\frac{1}{\rho}\nabla p$, де $\nabla p = \left(\frac{\partial p}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial p}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial p}{\partial z} \vec{k} \right)$ - градієнт тиску; член $(2\vec{\Omega}\vec{v})$ - характеризує силу, пов'язану з обертанням Землі навколо своєї осі з кутовим прискоренням $\vec{\Omega}$ (сила Коріоліса); вектор \vec{g}' характеризує дію сили тяжіння; вектор \vec{F} описує дію дисипативних сил в атмосфері, яка виникає за рахунок молекулярної та турбулентної дифузії.

Другим основним вихідним рівнянням є закон збереження енергії (рівняння притоку тепла), яке для верхньої атмосфери має вигляд

$$c_p \frac{dT}{dt} - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dt} = Q, \quad (6.2)$$

де T - температура;
 c_p - теплоємність повітря при сталому тиску;
 Q - сумарна швидкість нагріву одиниці маси (за рахунок турбулентного, фазового та променевого притоку).

В стратосфері і мезосфері величина Q загалом визначається різницею між нагріванням за рахунок поглинання ультрафіолетового випромінювання озоном та охолодженням, що спричиняється інфрачервоним випромінюванням озону, вуглекислого газу та водяної пари.

Третім вихідним співвідношенням, що використовується для моделювання динамічного та термічного стану верхньої атмосфери, є рівняння нерозривності (закон збереження маси):

$$\frac{d\rho}{dt} + \nabla(\rho \cdot v) = 0, \quad (6.3)$$

де

$$\nabla \rho v = \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = \rho \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + v \frac{\partial \rho}{\partial y} + w \frac{\partial \rho}{\partial z}.$$

6.1.2. Рівняння руху з урахуванням сил іонного гальмування.

Для визначення руху в іоносфері, на відміну від інших шарів атмосфери, необхідно враховувати сили іонного гальмування. Ці сили виникають за рахунок того, що іонізовані частинки прагнуть рухатися уздовж силових ліній магнітного поля Землі, тому їх напрямок руху відрізняється від напрямку руху нейтральних частинок, зумовленого гідродинамічними силами – баричним градієнтом і в'язкістю. За рахунок співударів нейтральних та іонізованих частинок, за умови коли іони не можуть перетинати геомагнітні силові лінії, нейтральне повітря сповільнюється, цей процес називають іонним гальмуванням. Сила іонного гальмування (F_i), що діє на одиницю об'єму, може бути записана у вигляді

$$F_i = n_n m v_{ni} (v_i - v), \quad (6.4)$$

де $n_n = \frac{\rho_i}{\rho}$ - концентрація нейтральних частинок (ρ_i , ρ - густина

іонізованого та нейтрального середовища);

m - маса частинки (маси нейтральних та іонізованих частинок однакові);

v_{ni} - частота співударів нейтральної частинки з однією або всіма іонізованими частинками;

v_i та v - вектори швидкості руху іонів і нейтральних частинок відповідно.

Слід відзначити, що вектор v_i є компонентою швидкості вітру уздовж силових ліній магнітного поля за умов відсутності на відповідних рівнях електричних полів.

Іонне гальмування спроможне впливати на рух нейтрального газу, але оскільки концентрація іонів n_i набагато менша за концентрацію нейтральних частинок n_n , іонам потрібно багато часу, щоб привести до руху нейтральні частинки. Час, необхідний для прискорення нейтральних частинок іонами, приблизно дорівнює

$$\frac{1}{v_{ni}} = \frac{n_n}{v_{ni} \cdot n_i}, \quad (6.5)$$

при цьому значення сталої ($\frac{1}{v_{ni}}$) на висоті приблизно 300 км може становити від 0,5 години у денний час до декількох годин вночі.

Рівняння (6.4) справедливе лише у випадках, коли виконується умова $v_{ni} \ll f_B$, яка частіше спостерігається на висотах 160 км і вище, де ці частоти (f_B) носять назву гірочастоти і можуть бути знайдені за допомогою співвідношення

$$f_B = \frac{Be}{2\pi m}, \quad (6.6)$$

де B – магнітна індукція ($[B] = 1 \frac{\text{Вб}}{\text{м}^2}$); e – заряд частинки ($[e] = 1 \text{ Кл}$); m – маса частинки.

Якщо врахувати силу іонного гальмування (F_i) та ввести одиничний вектор \vec{k} , який діє уздовж напрямку магнітної силової лінії, і якщо вектор швидкості іонів визначається як $v_i = (v\vec{k})\vec{k}$, тоді рівняння руху нейтрального середовища (1) можна переписати як

$$\frac{dv}{dt} = \frac{1}{\rho} \nabla p - 2\Omega v + g' + F + \lambda[(v\vec{k})\vec{k} - v], \quad (6.7)$$

де $\lambda = n_n m v_{ni}$.

6.2 Циркуляційний режим нижньої стратосфери

Дослідження циркуляційного режиму верхньої атмосфери дуже складна задача, оскільки її розв'язання пов'язано з необхідністю детального вивчення великої кількості різновидів атмосферної циркуляції: зональної та меридіональної циркуляції (переважні напрямки вітру), хвильові явища різного масштабу (планетарні хвилі, припливи, вихори).

Існують ще експериментальні труднощі отримання параметрів руху повітря на різних висотах.

Крім того, до рівня 110 км атмосфера однорідна й повітряні течії мають турбулентний характер, а на більших висотах рухи мають деякі особливості, які ми розглянемо у цьому розділі.

Вітровий режим нижньої стратосфери. Циркуляція в нижній стратосфері тісно пов'язана з тропосферною циркуляцією. Нижня стратосфера має різні термічні та вітрові характеристики в екваторіальних, помірних та полярних районах. В загальному випадку в нижній

стратосфері швидкість вітру з висотою зменшується. Нижня стратосфера охоплює верхню частину тропосферної циркуляції, глобальні особливості якої визначаються горизонтальними температурними градієнтами, що пов'язані з просторовим розподілом центрів тепла і холоду. При цьому верхня межа тропосферної циркуляції в середньому є рівень 24 - 25 км, яка є більш чіткою в помірних і тропічних широтах. В полярних районах та в невеликій зоні поблизу екватора ця межа спостерігається менш чітко.

Вітровий режим нижньої стратосфери визначається розподілом центрів тепла та холоду, які залежать від сезонів року. Аналіз отриманих експериментальних спостережень вітрового режиму в нижній стратосфері, наведених на рис.6.1, показує, що в зимовий період в шарі 10 - 25 км переважають західні течії, середня зональна швидкість яких, після максимуму поблизу тропопаузи, зменшується з висотою. Лише північніше від 50° півн.ш. західні вітри продовжують посилюватись.

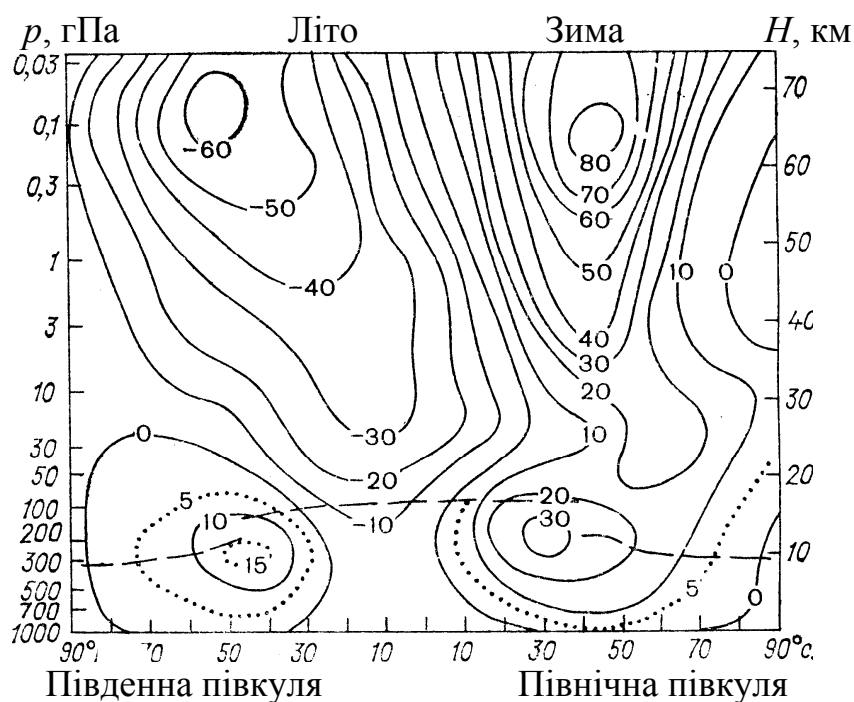


Рисунок 6.1 – Висотно-широтний переріз розподілу середнього зонального вітру (м/с) для періодів сонцестоянь. Додатні (від’ємні) значення вказують швидкість західних (східних) напрямків вітру

Подібний режим вітру на цих висотах визначається розташуванням в районі полюса стратосферної області холоду, а в районі 55° – 60° півн.ш.- області тепла (рис. 6.2). Тому, в середніх і низьких широтах термічний вітер має більш східну складову, що приводить до зменшення швидкості

західного вітру вище тропопаузи і досягає мінімальних значень на висоті поблизу 24 км. Північніше за 60° півн.ш. західні вітри продовжують посилюватись і в нижній стратосфері. Влітку, за рахунок розташування області тепла та високого тиску в районі полюса (рис.6.3), в нижній стратосфері переважають східні вітри, які посилюються з висотою (рис.6.1).

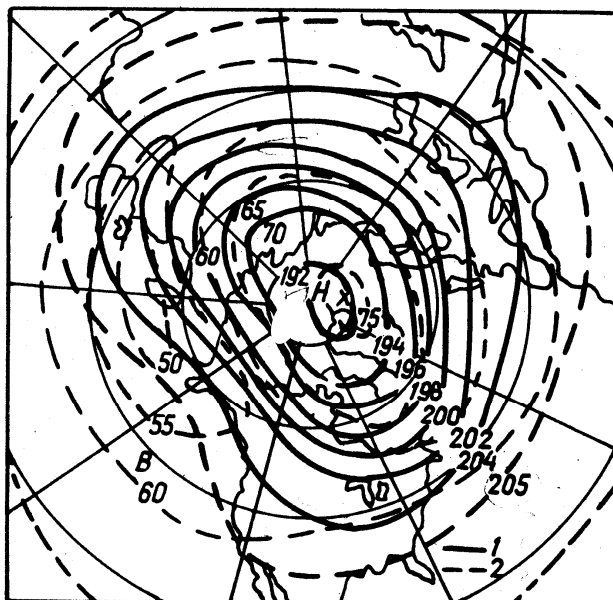


Рисунок 6.2 – Середній розподіл геопотенціальних висот (1) і температури, °C (2) поверхні 50 гПа, січень 1951 – 1959 рр.

Також, порівнюючи середні розподіли геопотенціальних поверхонь для січня і липня, а саме, горизонтальні градієнти ізогіпс, можна відзначити, що швидкості східних вітрів набагато менші, ніж західних.

Восени спостерігається перехідний режим від зимового типу до літнього, при цьому східні вітри встановлюються лише тільки в травні. Осіння перебудова вітру проходить значно швидше, ніж весняна.

Циркуляція в нижній стратосфері тропічної та екваторіальної зони має деякі особливості, які пов'язані з циклічним характером зміни метеорологічних величин та явищ за часом. Найбільш яскраво виражені тут квазідворічні коливання зонального вітру. Ці складові вітру періодично змінюються зі східної на західну з періодом 26 місяців. Вказані коливання мають найбільшу амплітуду (20 м/с) на висоті поблизу 25 км над екваторіальним районом.

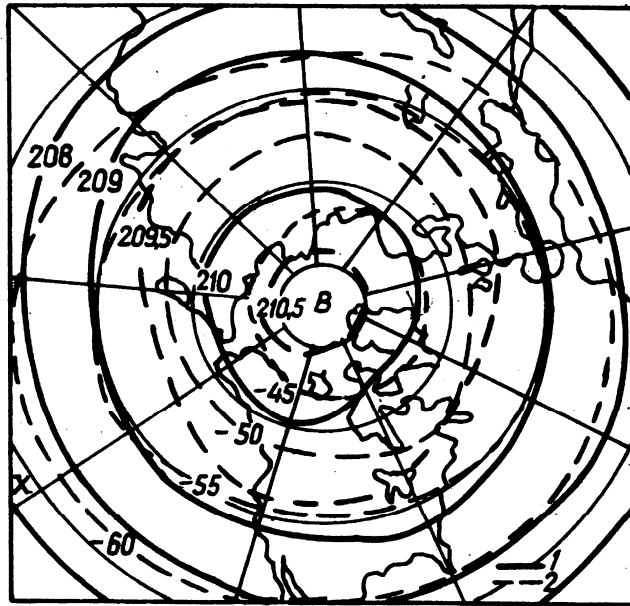


Рисунок 6.3 – Середній розподіл геопотенціальних висот (1) і температури, °C (2) поверхні 50 гПа, липень 1955 – 1958 рр.

Вертикальна структура повітряних течій в тропічній та екваторіальній нижній стратосфері. Взагалі, тропічна зона займає приблизно половину площі земного шару і саме тут акумулюється основна кількість тепла, що надходить на Землю, яке потім перерозподіляється по земної кулі системами океанічних та атмосферних циркуляцій. Тому атмосферні процеси, що розвиваються в цьому регіоні, відіграють велику роль у формуванні багатьох важливих рис загальної циркуляції атмосфери. Періодичний і неперіодичний обмін повітрям між півкулями визначає формування великомасштабних особливостей атмосферної циркуляції.

Вертикальна структура зональних потоків. Впродовж довгого часу на схемах загальної циркуляції атмосфери (ЗЦА) розміщення повітряних течій з висотою в тропічній зоні характеризувалось переважанням східних вітрів у суцільній товщі тропосфери та нижньої стратосфери. Тільки в зимовий період на рівнях верхньої тропосфери та нижньої стратосфери в тропічній зоні спостерігались західні вітри.

Фактичні дані про вітри в тропічній та екваторіальній стратосфері вказують на необхідність суттєвих уточнень представленої схеми. На рис. 6.4 наведено просторово – часовий меридіональний переріз атмосфери з 45° півн.ш. до 40° півд.ш. уздовж меридіану 180°.

В тропосфері тропічних та субтропічних широт, обмежених 30° півд.ш. та 20 - 40° півн.ш. чітко можна спостерігати струминні течії з швидкостями до 40 – 60 м/с на висотах 11 – 13 км. За напрямком до екватора в обох півкулях західні вітри слабшають. Як видно з рис.6.4, по обидві сторони від екватора до 10 - 15° в нижній частині тропосфери до

висот 7 – 10 км спостерігаються стійкі східні вітри. В шарі від 18 до 24 км чітко вимальовується вузький прошарок стратосферних західних вітрів з віссю, яка припадає на 2 - 3° півн.ш., з боків і знизу якого розміщуються слабкі західні та східні вітри. Вище цього рівня спостерігаються екваторіальні східні стратосферні вітри зі швидкостями, що досягають 30 – 40 м/с. Та цей переріз не є типовим для стратосфери низьких широт, хоч такий тришаруватий переріз протилежних зональних складових вітру в шарі 0 – 30 км спостерігається дуже часто.

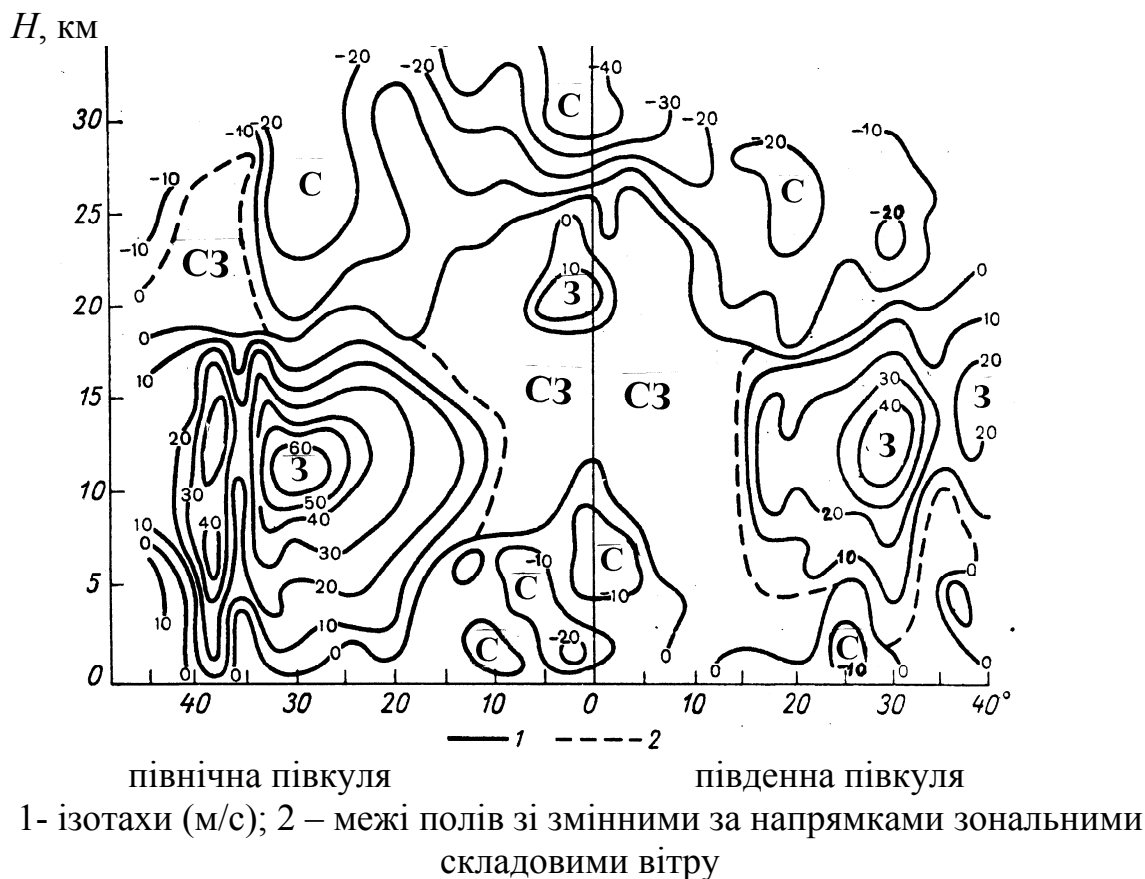


Рисунок 6.4 – Просторово – часовий меридіональний переріз атмосфери (зональні складові вітру) над Тихим океаном з листопада 1961 р. по лютий 1962 р. Додатні (від’ємні) значення вказують швидкість західних (східних) напрямків вітру

Будова зональних складових повітряних течій в тропічній зоні значно складніша, ніж це було зображено на схемах загальної циркуляції атмосфери або середніх меридіональних перерізах.

Розглянемо дані про вертикальну будову зональної складової вітру. Найбільш часто зустрічаються: двошарувата, тришарувата (рис.6.5) та чотиришарувата (рис.6.6) схеми. Рисунки надають уявлення про мінливість вертикальної будови зональної складової вітру в тропічній зоні.

Насамперед опишемо основні ріси двошаруватої схеми. В межах двошаруватої схеми зустрічається чотири різновиди. Рівень обернення вітру (H_1) в двошаруватій схемі знаходиться в тропіках в середньому на висоті 12 км, а біля екватора – на рівні 14 км. Зустрічаються різновиди, в яких ця висота змінюється від 4 – 18 км в тропіках та 8 – 24 км біля екватора. Характерним для цих різновидів двошаруватої схеми є те, що рівень обернення (H_1) вітру біля екватора вище, ніж у тропіках. Двошарувата модель СЗ, що починається зі східного вітру, зустрічається значно частіше біля екватора (84 %), ніж в тропіках (16 %).

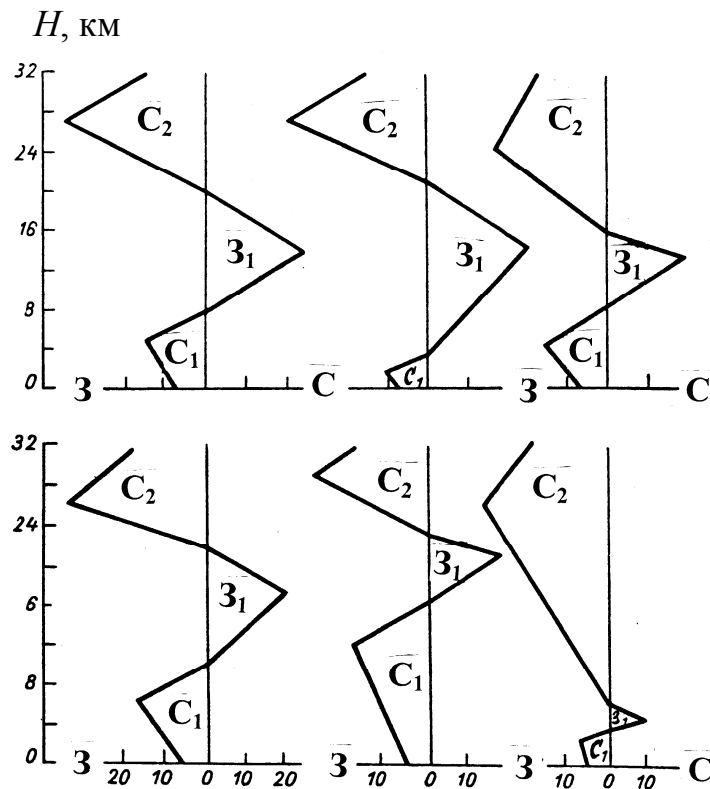


Рисунок 6.5 - Тришарувата схема схід, захід, схід (СЗС) та її різновиди для екваторіальної зони

Двошарувата модель ЗС, яка починається із західного вітру на рівні моря, біля екватора повторюється лише в 5 % випадках, а в тропіках – в 95 %, при цьому середній рівень обернення західного вітру на східний (H_1) знаходиться на рівні 18 та 20 км відповідно.

Варіації рівнів обернення вітру (H_1) в тропічній зоні характерні не тільки для двошаруватої моделі циркуляції, але і для інших схем. Наприклад, на рис.6.5 зображені характерні відповідні варіанти тришаруватої схеми, яка в тропічній зоні має найбільшу повторюваність (36%).

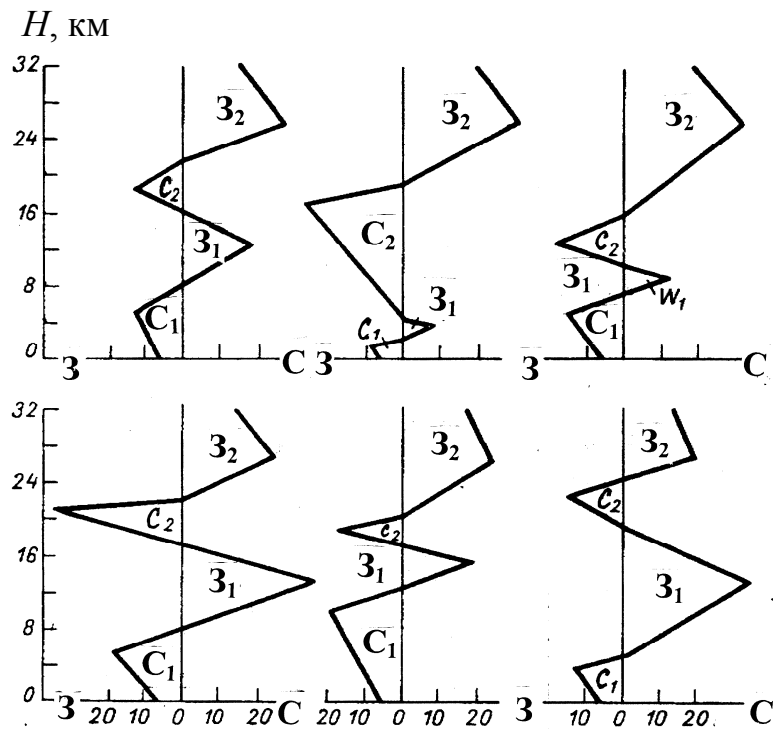


Рисунок 6.6 - Чотиришарувата схема схід, захід, схід, захід (СЗСЗ) та її різновиди для екваторіальної зони

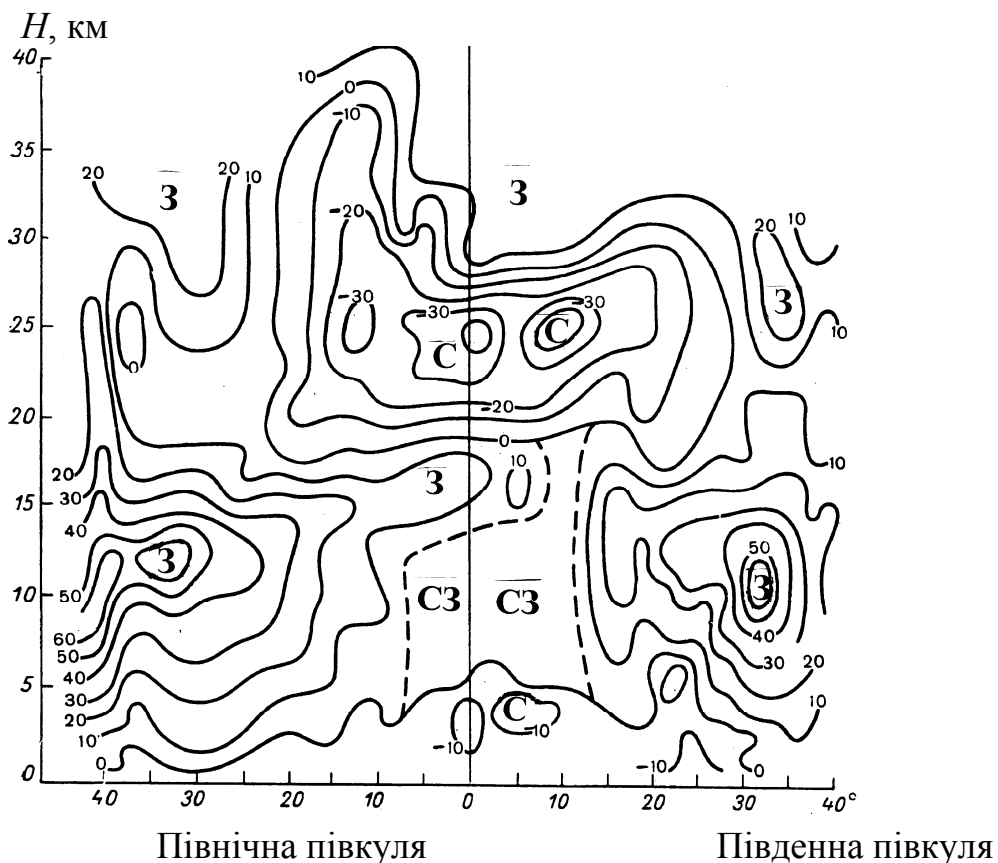
Видно, що рівні першого (H_1) та другого (H_2) обернення вітру в тропічній зоні коливаються в достатньо широких межах. В середньому для тришаруватої схеми (як і для двошаруватої моделі) ці рівні біля екватора вище, ніж в тропіках. При цьому середній рівень другого обернення (H_2), вище якого в нижній стратосфері зберігається один і той самий напрямок зональної складової вітру біля екватора та в тропіках, знаходиться на висоті 20 - 23 км.

Розглянуті моделі вертикального розподілу зональної складової вітру в тропічній стратосфері й мезосфері мають значні розбіжності. Якщо в двошаруватій (СЗ) і чотиришаруватій (СЗСЗ) схемах в нижній стратосфері вітер західний, то в тришаруватій (СЗС), як і в двошаруватій (ЗС), він східний. На вказаних схемах спостерігається близько 90 % випадків, з яких на західні вітри в нижній стратосфері припадає 33 %, а на східні – 57 %. Таким чином, західна складова вітру в нижній тропічній стратосфері, на відміну від позатропічної, зустрічається рідше, ніж східна.

Типова чотиришарувата схема для екваторіальної зони центральної частини Тихого океану зображена на рис.6.7. Вона характеризується розміщенням західних струменевих течій зі швидкостями 60 м/с на висотах 8 – 13 км в обох півкулях тропічної і субтропічної зон. В нижній стратосфері, в шарі 14 – 19 км, спостерігаються слабкі екваторіальні

західні вітри, які в північній півкулі не ізольовані від тропосферних західних вітрів більш високих широт. В шарі 18–28 км, там, де в тришаруватій схемі (рис.6.5) розміщуються західні вітри Берсона, відмічаються доволі значні східні вітри, зі швидкістю до 30 м/с, які на більших висотах знову змінюються західними вітрами.

Х.П. Погосян, класифікуючи струминні течії, окрім нетропічних та субтропічних західних струминних течій, відокремлює ще екваторіальні й стратосферні, відзначивши, що екваторіальні струминні течії виникають на південній периферії високих субтропічних антициклонів північної півкулі. Влітку вони значно інтенсивніші, ніж в перехідні сезони. На рівні 50–30 гПа східна екваторіальна течія спостерігається поблизу екватора на півдні Аравійського півострова, Індії та Тихому океані. Найбільш сильна східна течія спостерігається на південній периферії літнього високого антициклону над Аравійським півостровом та Північною Африкою, де в межах широт 10–20° середня швидкість перевищує 100–120 км/год.



1- ізотахи (м/с); 2 – межі полів зі змінними за напрямками зональними складовими вітру

Рисунок 6.7 - Просторово – часовий меридіональний переріз атмосфери (зональні складові вітру) над Тихим океаном. Березень – травень 1963 р.

В результаті аналізу з'ясувалось, що в екваторіальній зоні зустрічаються як західні, так і східні струминні течії. Як ті, так і інші можуть спостерігатись в тропосфері і в стратосфері, особливо у широтній зоні до $7 - 10^\circ$.

Представлені дані переконують у тому, що в тропосфері й стратосфері екваторіальної зони спостерігається багатошаруватість повітряних течій протилежних напрямків одночасно. В декількох таких шарах, швидкість може досягати великих значень, характерних для струминних течій. Тому доцільно розмежувати тропосферні екваторіальні західні і східні струминні течії, а також стратосферні екваторіальні західні і східні струминні течії. Невелика повторюваність західних стратосферних екваторіальних струминних течій обумовлена взагалі значно меншою повторюваністю західних вітрів в нижній стратосфері.

Вертикальна структура меридіональних потоків. Меридіональна циркуляція відіграє велику роль в системі загальної циркуляції атмосфери. Великомасштабні хвилі та вихори, а також середня меридіональна циркуляція є важливими механізмами формування зональної циркуляції, підтримуючи баланс кількості руху, тепла і вологи в атмосфері. Тому вивченню меридіональної циркуляції присвячена велика кількість літератури.

На рис.6.8 приводиться типовий приклад перерізу атмосфери екваторіальної зони для зональної і меридіональної складової потоку, збудований за даним радіозондування. З перерізу видно, що в межах шару з одним напрямком зональної складової вітру меридіональна складова багаторазово змінює свій знак. Коли нижній східний потік простягається від рівня моря до висоти 15 км, в шарах 0 – 2 км він має південну складову, від 2 до 7 км – північну, від 7 – 10 км – південну, а від 10 – 12 км – знову північну. Відмічена багаторазова зміна напрямків меридіональної складової в межах одного і того ж напрямку зональної складової потоку є типовою для вертикальної циркуляції в тропічній зоні.

Пасатна та антипасатна циркуляція виявляються лише з переважання знаку результуючого меридіонального переносу. В середньому для зими і літа результуюча меридіональна складова в бік екватора (пасатна циркуляція) в шарі із східною складовою спостерігається тільки в 63 %, а від екватора в шарі із західною складовою зонального потоку – у 68 % випадків. В середньому для 10° півн.ш. в січні з рівня 500 гПа до рівня 50 гПа включно сума південних меридіональних складових перевищує суму північних. В липні картина обернена, хоча і менш однорідна, ніж в січні.

Найбільш стійкий меридіональний перенос від літньої півкулі в зимову спостерігається в стратосфері (72 %), ніж в тропосфері (60 %)

випадків). Це вказує на те, що вперше виявлене в Атлантиці проникнення східних потоків із стратосфери літньої півкулі в стратосферу тропічної зони зимової півкулі спостерігається над Тихим океаном, і отже, має глобальний характер.

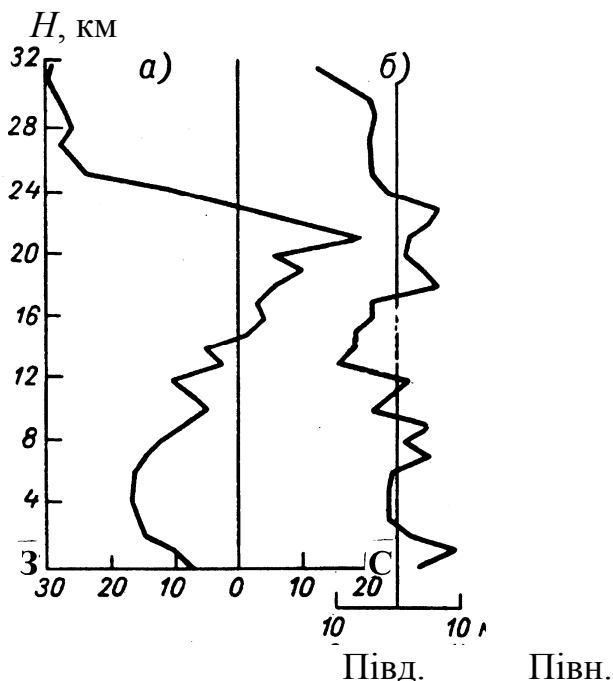


Рисунок 6.8 – Вертикальний розподіл зональних (а) і меридіональних (б) складових вітру 14 липня 1962 р.

Турбулентний режим нижньої стратосфери. Турбулентний обмін відіграє визначальну роль у перенесенні тепла, вологи і кількості руху в граничному шарі атмосфери. Довгий час серед метеорологів існувала думка, що турбулентність в стратосфері або відсутня, або вона дуже слабка. Базувалось це положення на відомому факті: в нижній стратосфері переважає стійка (ізотермічна або інверсійна) термічна стратифікація, яка заважає розвитку турбулентного обміну. Однак в останні роки частіше стали звертати увагу на те, що в стратосфері спостерігається сильна неоднорідність поля температури по горизонталі і, як наслідок, великі вертикальні градієнти швидкості вітру (β). Відповідно до критерію Річардсона, збільшення β^2 зумовлює зростання енергії турбулентних рухів.

Спостереження показали, що в стратосфері можливі значні швидкості горизонтального вітру, подібні до тропосферних. Найбільш часто вісь струминних течій розміщується у верхній тропосфері (в шарі 500 – 200 гПа). Однак є значне число випадків, коли вони спостерігались в стратосфері. Поблизу осі струменя (максимуму швидкості вітру), симетрично від нього спостерігаються великі вертикальні градієнти

швидкості вітру, які збільшуються від 3 до 20 – 25 м/с на 1 км висоти.

У зв'язку з тим, що влітку у високих широтах стратосфери спостерігається область тепла, над більшою частиною півкулі переважає антициклонічна циркуляція і східний вітер. Рівень, на якому відбувається обернення (зміна) напрямку вітру з західного (в тропосфері) на східний (в стратосфері) називають вітропаузою або велопаузою, де теоретично швидкість вітру повинна дорівнювати нулю. Висота рівня обернення вітру в помірних широтах коливається в межах 18 – 26 км (70 – 20 гПа). В області велопаузи вертикальний градієнт швидкості вітру може досягати великих значень за рахунок різкої зміни напрямку вітру.

Ці дані про режим вітру в нижній стратосфері дозволяють зробити висновок, що в цьому шарі існують умови для виникнення турбулентності. Критерієм інтенсивності турбулентного обміну є відоме число Річардсона:

$$Ri = \frac{g}{T} \cdot \frac{(\gamma_a - \gamma)}{\beta^2}, \quad (6.8)$$

де g – прискорення вільного падіння; T – температура;
 γ_a і γ - сухо адіабатичний і фактичний вертикальні градієнти температури;

$\beta = \frac{d\vec{v}}{dz}$ - вертикальний градієнт вектора швидкості вітру.

Турбулентність в атмосфері тим більша, чим менші значення Ri .

6.3 Особливості атмосферної циркуляції в верхній стратосфері і мезосфері

На відміну від нижньої, верхня стратосфера й мезосфера відноситься до області стратосферної циркуляції. При цьому цей шар верхньої атмосфери (від 24 – 25 до 80 – 85 км) характеризується добре розвинутою зональною циркуляцією. Взимку тут переважають західні складові вітру, швидкість яких може досягати 80 м/с (в окремих випадках 150 м/с) на висоті 65 км. Влітку розвиваються східні вітри, швидкість яких теж збільшується з висотою і на рівні 70 км може досягати 60 м/с (в окремих випадках 200 м/с).

Тепловий режим стратосфери й мезосфери визначається головним чином сонячною радіацією і, перш за все, здатністю озону поглинати та випромінювати короткохвильову радіацію Сонця. Розрахунки адвективних та адіабатичних змін температури показали, що вони відіграють головну роль у неперіодичних змінах полів температури і геопотенціалу, а як наслідок, і вітру.

6.3.1. Вітровий режим верхньої стратосфери.

Верхня стратосфера займає шар від рівня 24 – 25 км до стратопаузи (50 – 55 км). Цей шар характеризується зростанням температури з висотою, отже, великою стійкістю.

Стратосферне повітря нагрівається за рахунок поглинання сонячної радіації озоном. Воно найбільше охолоджується в полярних районах Землі, тому за умов полярної ночі в зимовій півкулі горизонтальний градієнт температури в стратосфері спрямований з тропічної зони у бік полюса. Влітку же в високих широтах стратосфери формується область тепла, і градієнт температури має напрямок до екватора, що спричиняє перебудову атмосферної циркуляції.

Характерною особливістю верхньої стратосфери є добре розвинута зональна циркуляція. Взимку переважають західні складові вітру, швидкість яких посилюється з висотою, досягаючи максимальних значень на рівні стратопаузи. Як видно із рис. 6.9, зимові західні вітри зароджуються поблизу періоду осіннього рівнодення і швидко створюють сильну повітряну течію, що охоплює всю північну півкулю.

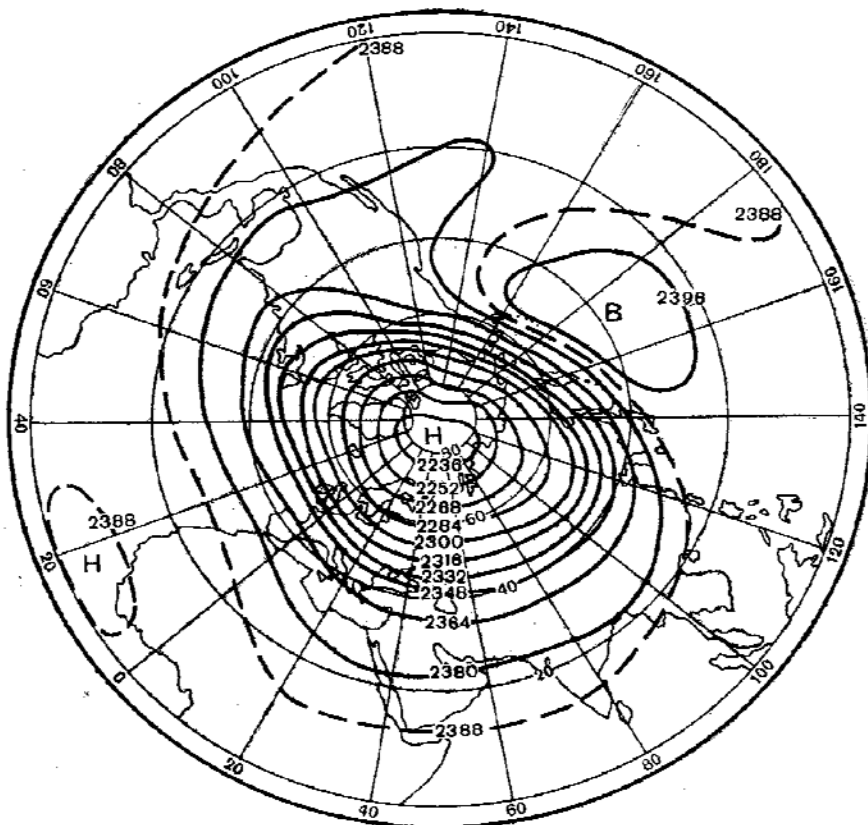


Рисунок 6.9 – Карта AT_{30} , січень

Максимальний розвиток західних вітрів спостерігається в першій половині грудня. Цей період в стратосферній циркуляції називають періодом зимових шквалів.

На початку квітня (рис. 6.10) західна циркуляція починає руйнуватися і відбувається весняна перебудова вітрів, пов'язана з антициклоном, який виникає за рахунок переміщення теплих повітряних мас з Атлантики, Північної Африки та Іранського нагір'я.

В травні починають відроджуватись східні вітри, середня швидкість яких в помірних широтах 10 – 12 м/с. Вони поступово збільшуються і досягають максимальних швидкостей в липні. Отримані дані показують, що величини горизонтальних градієнтів тиску влітку значно менші, ніж в зимовий період. Літня циркуляція більш стала, ніж зимова, її руйнування відбувається впродовж серпня і вересня.

Аналіз амплітуди річного ходу зональної складової вітру показує, що поза тропіками літні східні і зимові західні течії максимальні в період сонцестояння. Для умов рівнодення характерне суттєве ослаблення швидкості зонального потоку

Меридіональна компонента вітру порівняно із зональною мала. Впродовж року переважають південні складові вітру.

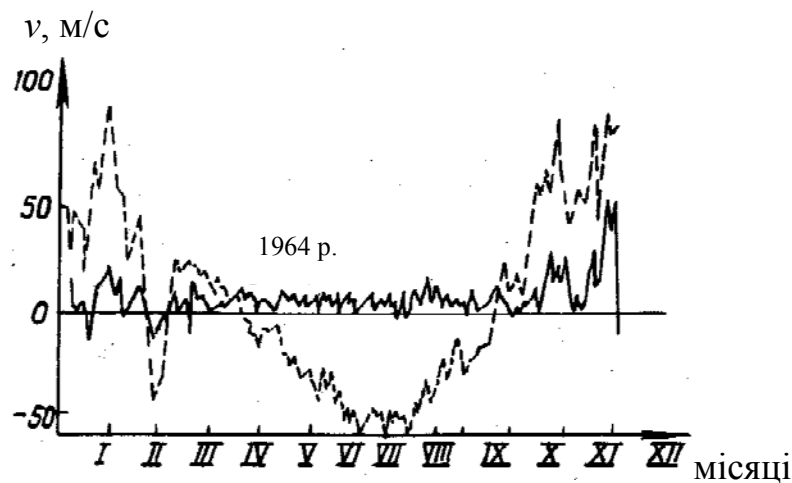


Рисунок 6.10 – Сезонний розподіл зональної (1 - додатні – західні, від'ємні – східні) та меридіональної (2 – додатні – південна, від'ємні - північна) складової вітру (м/с)

6.3.2. Особливості поля вітру в мезосфері.

Мезосфера розміщується між рівнем стратопаузи (50 – 55 км) та висотою 85 км. В нижній мезосфері (до рівня 70 км) впродовж року горизонтальний градієнт температури спрямований від полюса до екватора, в результаті чого спостерігається східний термічний вітер, за

рахунок якого зимовий західний вітер зменшує швидкість з висотою, а літній східний вітер посилюється, досягаючи максимуму у верхній мезосфері. У верхній мезосфері існує температурний градієнт, спрямований від зимової мезопаузи до літньої, що спричиняє західний термічний вітер.

Атмосферна циркуляція в мезосфері більш мінлива, ніж циркуляція в стратосфері та характеризується більшими значеннями меридіональних складових. Меридіональна складова призводить до виникнення вертикальних рухів в районі мезопаузи. Висхідні рухи в районі літньої мезопаузи повинні існувати за рахунок розміщеної нижче теплої, розширеної стратопаузи, нагрітої від сонячної радіації. В районі теплої зимової мезопаузи відповідно виникають низхідні рухи.

Меридіональний переріз зонального вітру, зображений на рис.6.11, свідчить про те, що зимові західні вітри спостерігаються до висот 100 – 110 км, швидкість яких з висотою зменшується, тоді як літні східні вітри з висотою посилюються. Максимальні східні вітри спостерігаються на рівні 60 – 70 км, вище 70 км літній східний вітер зменшується і на висоті 80 – 90 км змінюється на західний.

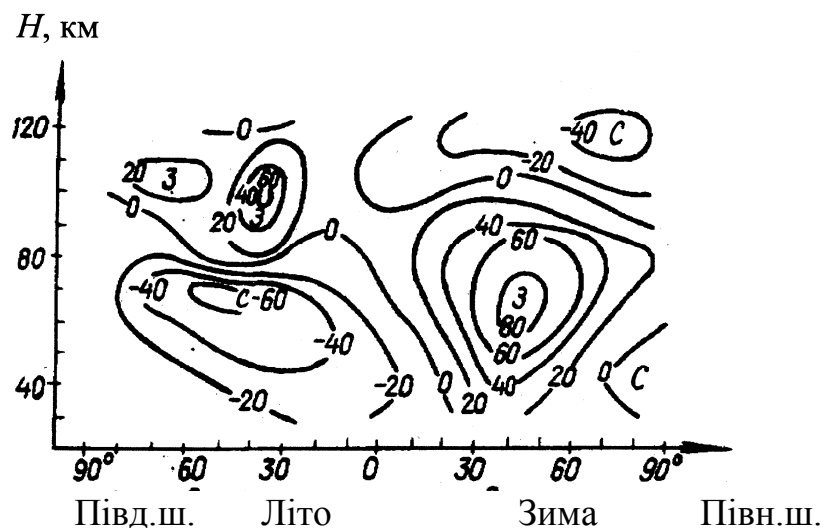


Рисунок 6.11 – Меридіональний переріз середнього зонального вітру на висотах від 30 до 120 км в період сонцестояння

Середній профіль зонального вітру за ракетними даними, вказує на те, що літні східні вітри в помірних широтах досягають максимуму в середній мезосфері (60 – 65 км) та на рівні мезопаузи, а вище 80 км вони різко зменшуються та змінюються на західні в межах термосфери.

Стосовно меридіональної складової, то в нижній мезосфері переважають південні складові вітру, максимальні швидкості яких досягають 50 – 100 м/с.

6.3.3. Сезонні коливання швидкості вітру та перебудови циркуляції.

Стратосферний антициклон, що визначає циркуляцію в літній період, на поверхні 30 гПа в південній півкулі слабкіший, і геострофічний вітер менший, ніж в північній півкулі. Над Антарктидою і Субантарктикою поверхня 30 гПа повинна знаходитись ближче до нижньої межі стратосферного антициклону, розміщеної тут вище, ніж в північному полярному районі. В той же час було відмічено, що інтенсивність східного літнього переносу у верхній стратосфері в низьких широтах в південній півкулі більша.

Період існування східних вітрів в середній стратосфері південної півкулі вдвоє коротший, ніж в північній півкулі, що також визначається більш низькими значеннями тиску і температури в нижніх шарах атмосфери.

В кінці літнього періоду в середній стратосфері обох полярних районів зміна східного переносу західним відбувається схожим чином – з практично одночасним зникненням східного переносу в зоні широт 55 – 90° і послідовним повільним відступом поясу високого тиску. Відмінність південної півкулі у тому, що малорозвинутий антициклон і пов'язана з ним східна циркуляція зникає на місяць раніше. Західний перенос в зимовій стратосфері в Антарктиці є більш інтенсивним, ніж в Арктиці, це дозволило зробити висновок про те, що в зимовий період циклонічні вихори у південному полярному районі розвинуті сильніше, що пов'язано з особливостями розподілу температури обох півкуль.

Сезонні зміни зональної швидкості вітру в стратосфері й мезосфері південної півкулі зображені на рис. 6.12.

Найбільша інтенсивність західного переносу спостерігається на початку зими в середніх широтах і в другій половині зими в полярних районах. Максимум швидкості західного переносу спостерігається на висоті 60 км на 30° півд.ш. і знижується в бік високих широт – 40 – 45 км на 60 – 70° півд.ш.

Особливістю вітрового режиму екваторіальної стратосфери – присутність піврічного коливання з максимумами західного переносу в квітні і жовтні, що підтверджують дані рис. 6.13.

Амплітуда річного коливання на екваторі досягає 10 м/с на висотах 45 – 60 км. Піврічна хвиля над екватором значно послаблюється на висотах 65 – 70 км, а в верхній мезосфері знову посилюється, фаза коливання в цьому шарі практично протилежна фазі в нижній мезосфері. З віддаленням від екватора в обох півкулях зростає амплітуда річного коливання швидкості і досягає максимуму в 40 – х широтах в нижній мезосфері, а піврічний цикл значно зменшується.

Сезонні перебудови циркуляції характеризуються даними,

представленими на рис. 6.14. В середніх і високих широтах південної півкулі розвиток антициклонічної циркуляції в весняний період відбувається зверху вниз – від мезопаузи до середньої стратосфери. Такий самий напрямок розповсюдження перебудови по вертикалі спостерігається в субтропічній (20 - 30° півд.ш.) мезосфері, а в субтропічній стратосфері перебудова починається в середній стратосфері.

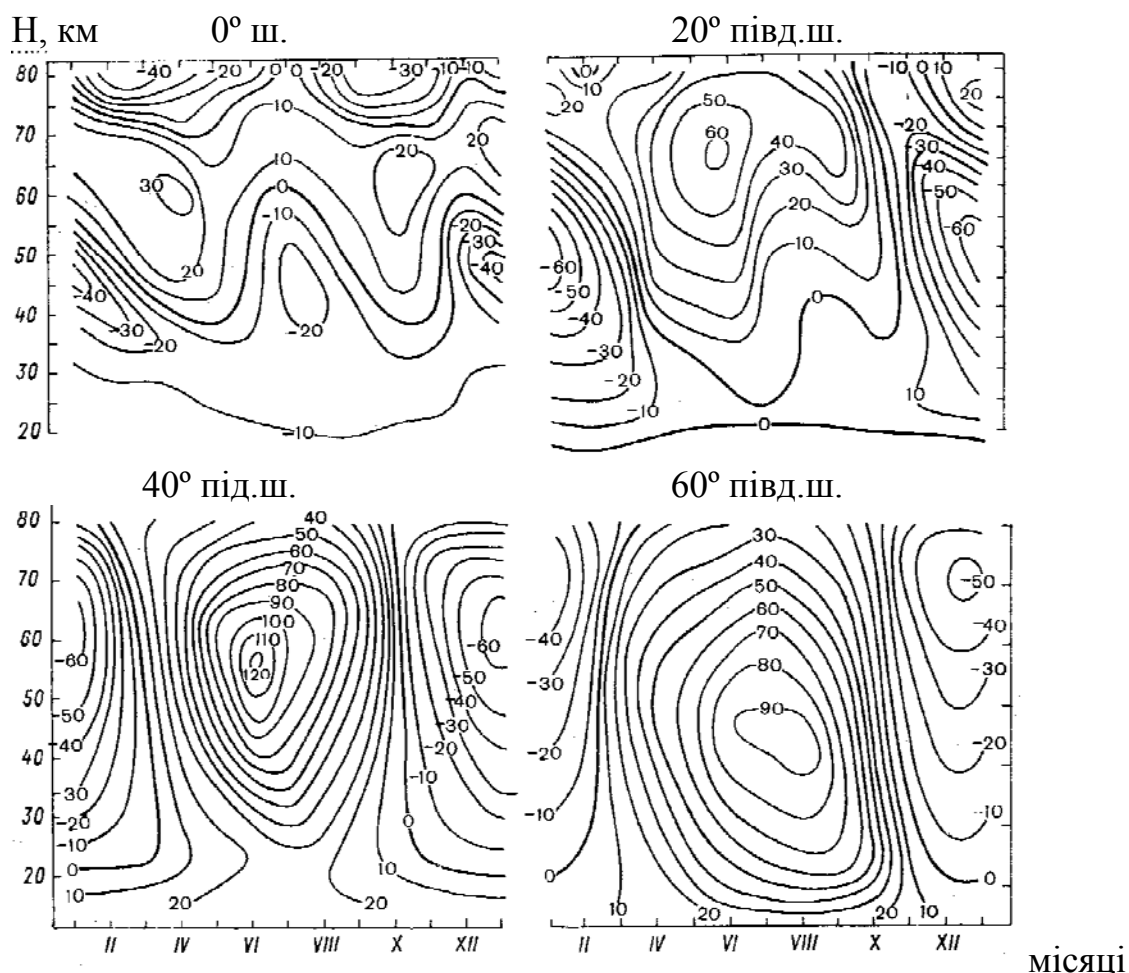


Рисунок 6.12 - Сезонні зміни зональної складової швидкості вітру (м/с) у верхній атмосфері південної півкулі

Особливість весняної перебудови циркуляції в Арктиці (рис.6.14(а)) полягає у її ранній появі на рівні стратопаузи і затримці в середній стратосфері й нижній мезосфері. В південній півкулі (рис.6.14(б)), така затримка чітко виявлена в високих широтах. Різниця в характері весняної перебудови є наслідком міжпівкульних розбіжностей термічного режиму в цей період.

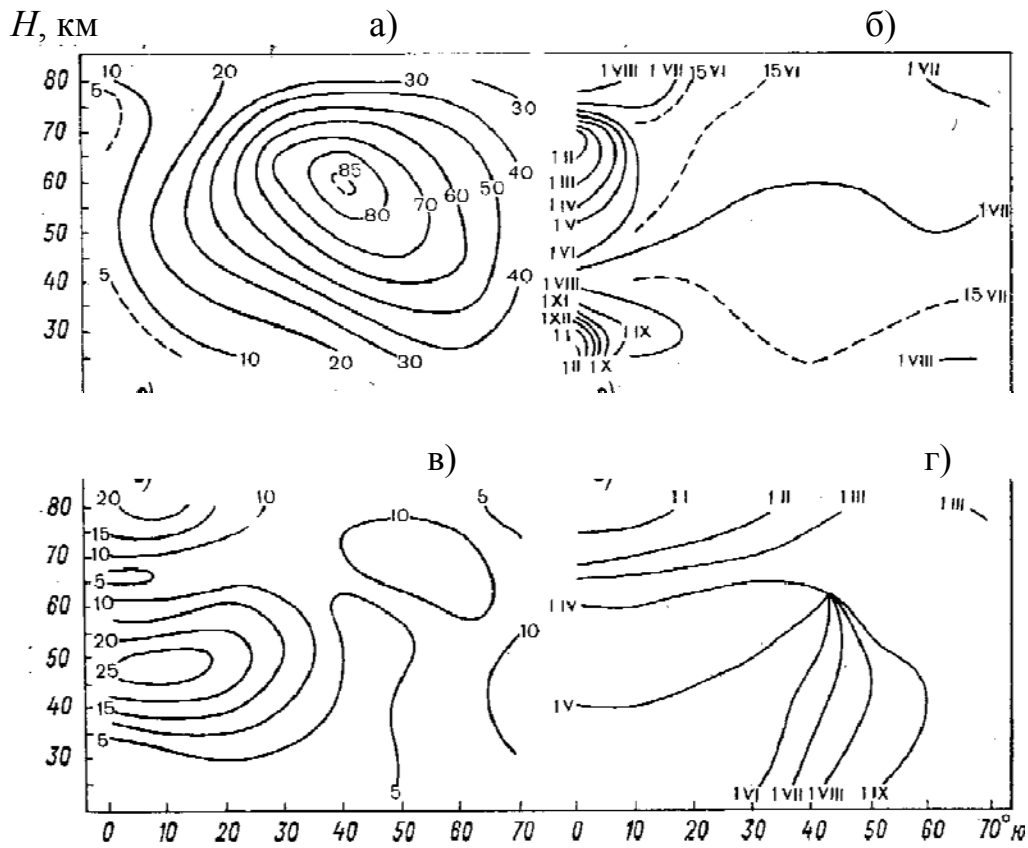


Рисунок 6.13 – Амплітуда (м/с) і фаза (час максимуму) річного (а, б) і піврічного (в, г) коливання зональної складової швидкості вітру в верхній атмосфері південної півкулі

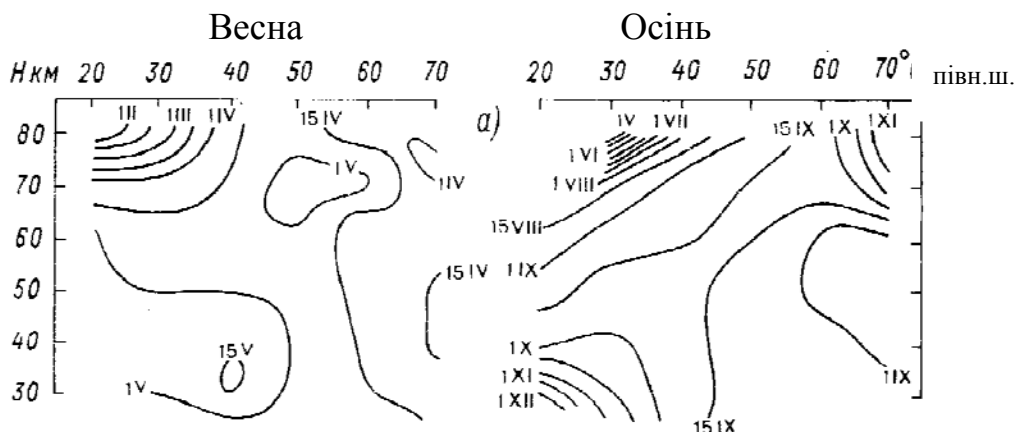


Рисунок 6.14а – Середні дати сезонних змін зональних складових вітру в верхній атмосфері північної півкулі

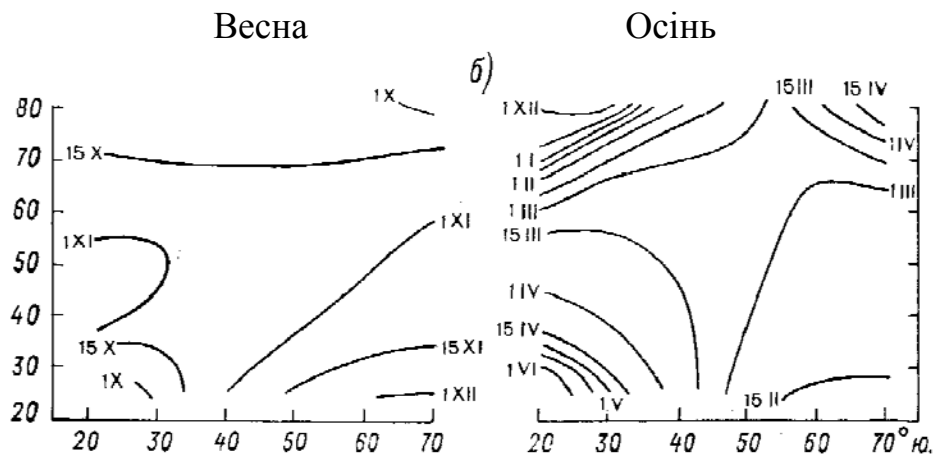


Рисунок 6.14 б – Середні дати сезонних змін зональних складових вітру в верхній атмосфері південної півкулі

Осіння перебудова циркуляції в обох півкулях взагалі починається в стратосфері позатропічних районів і в верхній мезосфері субтропічних районів. Перехід від східної циркуляції до західної в стратосфері субтропічних районів і верхній полярній мезосфері відбувається пізніше. Таким чином, в стратосфері і нижній мезосфері (до 60 км) зимовий західний перенос спочатку охоплює високі і середні широти, а потім розповсюджується в субтропічні райони. У верхній мезосфері слабкий східний перенос довше зберігається в полярних районах.

На широті 20 - 40° осіння перебудова в мезосфері відбувається раніше, ніж в стратосфері, а в полярних районах – обернене співвідношення. На широті 50° в обох півкулях осіннє перетворення всієї стратосферної й мезосферної циркуляції відбувається практично за 15 – 20 діб.

6.3.4 Турбулентний режим в шарі метеорних слідів.

Метеорологічні ракети проводять зондування атмосфери до висот 60 – 70 км. На більших висотах атмосфери вимірювання метеорологічних параметрів за допомогою ракет є епізодичними і майже відсутні. У зв'язку з цим при дослідженні режиму вітру в шарі атмосфери 80 – 110 км, який прийнято називати метеорним шаром, проводиться за допомогою метеорних слідів. Цей метод має достатню точність для визначення швидкості переносу та досліджень турбулентної структури вітру.

Вимірювання параметрів вітру за допомогою метеорних слідів базується на таких принципах. Метеорит при попаданні в густі шари атмосфери Землі сильно нагрівається під дією тертя та випаровується, створюючи метеорний слід – стовп сильно іонізованого повітря. Створений метеорний слід опромінюють радіохвилями високої частоти і

точка, де хвиля зустрічається із слідом під прямим кутом, відбиває сигнал. Під впливом турбулентних вихорів метеорний слід переміщується та деформується. Це призводить до виникнення доплерівського зсуву частот, який дає зміну фаз відбитих сигналів, пропорційних радіальній складовій швидкості вітру. Таким чином, є можливість визначити величини горизонтальних і вертикальних турбулентних рухів та дати оцінку іншим параметрам турбулентних вихорів – лінійним та часовим масштабам.

Метеорний шар характеризується інтенсивним турбулентним перемішуванням. Для аналізу режиму вітру необхідно розраховувати середні значення складової вітру за часом, за допомогою яких можна досліджувати добовий хід швидкості вітру. Спостереження показали, що найбільша дисперсія складової вітру має місце у часи, коли відбувається зміна напрямку вітру.

Вітер в шарі 80 – 100 км характеризується значною мінливістю за величиною та напрямком, що спричиняє сильно розвинену турбулентність. За даними, які були отримані за допомогою спостережень за метеорними слідами, визначена повторюваність (число випадків) вертикальних градієнтів швидкості вітру в шарі 80 – 100 км. На рис.6.15 представлені результати спостережень за 900 метеорними слідами.

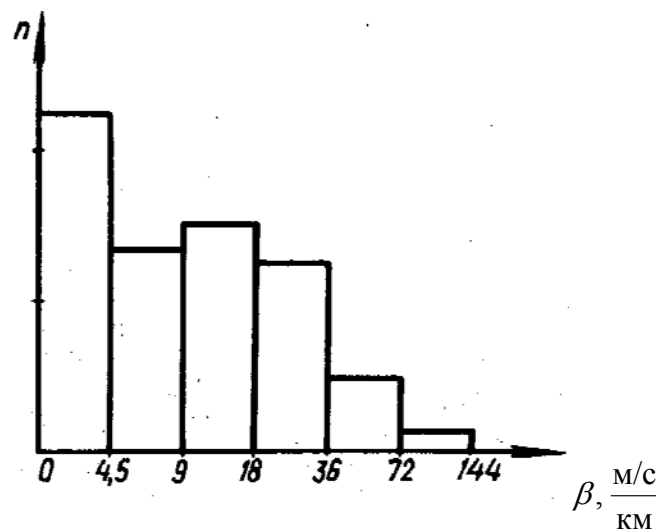


Рисунок 6.15 – Повторюваність (число випадків) вертикальних градієнтів швидкості вітру в шарі 80 – 100 км

Відповідно до рис.6.15 в шарі 80 – 100 км значення β (вертикальний градієнт вектора швидкості вітру) змінюється в межах 0 – 144 м/с на 1 км висоти за медіанним значенням 10 м/с на 1 км. При цьому в 7 % випадків $\beta > 36$ м/с і в 1 % випадків $\beta > 72$ м/с.

При дослідженні властивостей турбулентного потоку часто

використовуються спектральні щільності ($S_u(\omega)$) турбулентних пульсацій, які є перетвореннями Фур'є від коваріаційної функції

$$S_u(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} K_u(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau, \quad (6.9)$$

де ω - частота.

Спектральна щільність пов'язана із дисперсією (D_u) турбулентних пульсацій вітру

$$D_u = K_u(0) = \int_{-\infty}^{\infty} S_u(\omega) d\omega. \quad (6.10)$$

Дані про спектральні характеристики поля турбулентності в стратосфері й мезосфері наведені на рис.6.16 – 6.18. Ці графіки побудовані за даними спостережень штучних слідів, які створюються ракетами, що піднімаються. На рисунках зображена залежність спектральної щільності турбулентної енергії ($S(\omega)$) від просторової частоти. З цих рисунків видно, що у верхніх шарах в області високих частот справедливим є закон п'яти третіх (-5/3), а в області малих частот обернено пропорційна частоті в третьому степені.

У ряді випадків дуже зручною для характеристики внутрішніх властивостей турбулентного потоку є структурна функція

$$B_u^2(\tau) = M[\{u'(t) - u'(t - \tau)\}^2]. \quad (6.11)$$

Зв'язок між структурною і коваріаційною функціями має співвідношення

$$B_u^2(\tau) = 2K_u(0) - 2K_u(\tau), \quad (6.12)$$

а зв'язок між структурною і кореляційною функціями (r_u)

$$B_u^2(\tau) = 2K_u(0)[1 - 2r_u(\tau)]. \quad (6.13)$$

Горизонтальні та вертикальні масштаби великих вихорів можуть бути визначені, якщо відомі кореляційні функції. Кореляційні функції горизонтальних турбулентних пульсацій були отримані Дж.С. Гринхоу. Він визначив, що горизонтальний масштаб цих турбулентних пульсацій

дорівнює 150 км або 6000 с, а вертикальний масштаб перевищує 7 км. Масштаб нижньої частини спектра турбулентних вихорів становить приблизно 30 км. Представлені вище дані дозволили дослідити структуру турбулентних рухів в шарі метеорних слідів. Знаючи характер кореляційних функцій та дисперсії турбулентних компонент вітру, за допомогою формул (6.12), (6.13) можна розрахувати відповідні їм структурні функції.

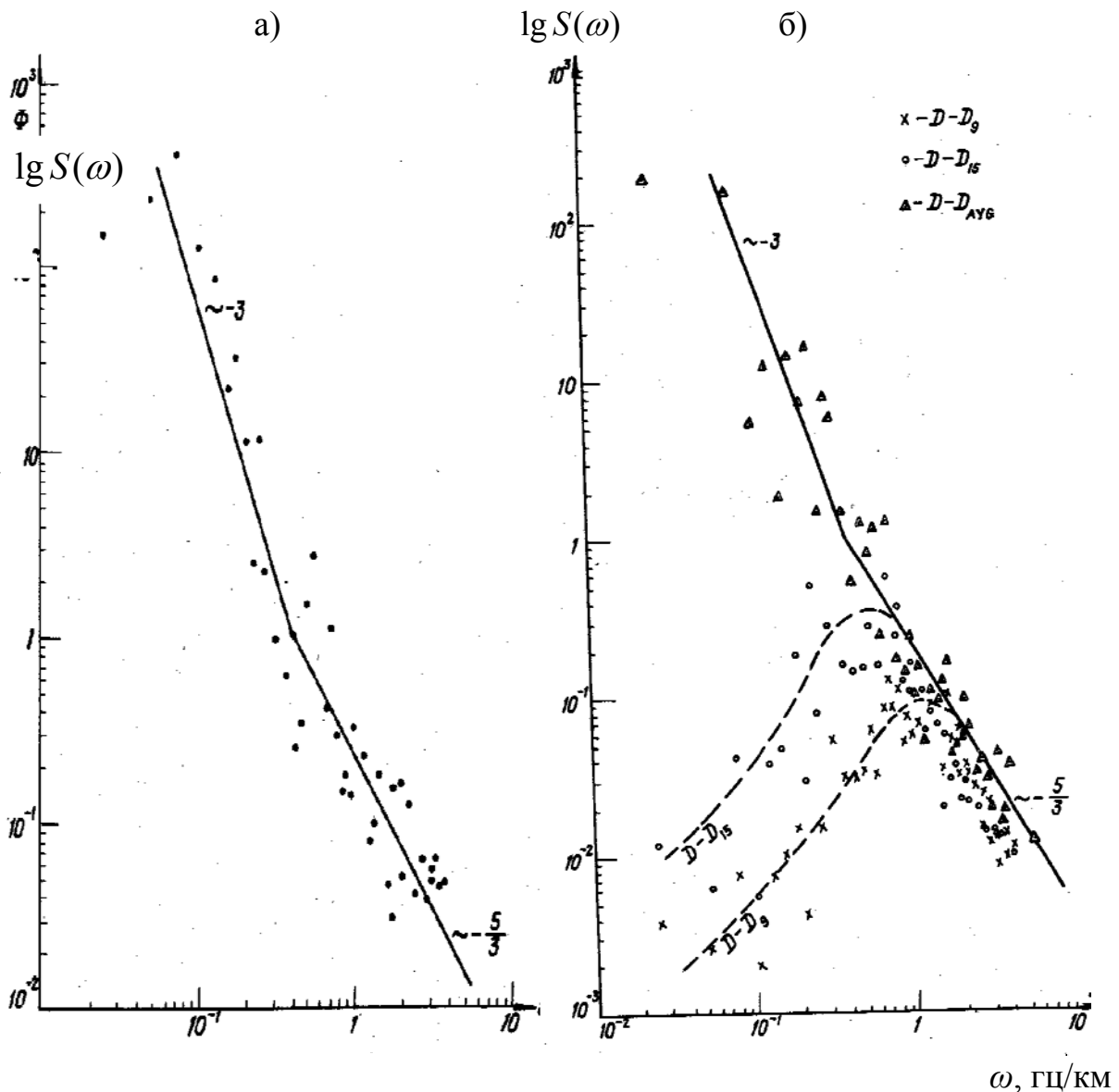


Рисунок 6.16 – Поздовжня (а) та поперечна (б) просторова спектральна функція на висоті 50 км (Флорида, 1998 р.)

Графіки цих функцій представлені на рис.6.17 та 6.18.

На рис.6.17 видно, що починаючи з масштабу 5 км, виконується закон «першого степеня» Юдіна. Структурна функція досягає насичення приблизно при значеннях масштабу 180 км, що підтверджується

розрахунками. Залежність структурної функції горизонтальних турбулентних пульсацій від горизонтального масштабу вихорів (d_{Γ}) має вигляд

$$B_{\Gamma}^2(d_{\Gamma}) = 9d_{\Gamma}, \quad (6.14)$$

а залежність структурної функції горизонтальних турбулентних пульсацій від вертикального масштабу вихорів (d_B) описується рівнянням

$$B_{\Gamma}^2(d_B) = 120d_B. \quad (6.15)$$

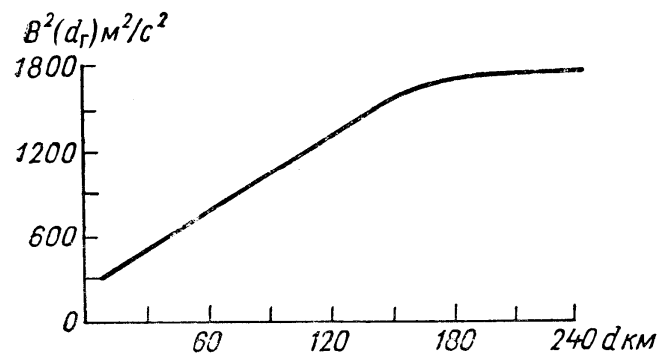


Рисунок 6.17 – Структурна функція горизонтальних пульсацій швидкості вітру в шарі метеорних слідів в залежності від горизонтального масштабу вихорів

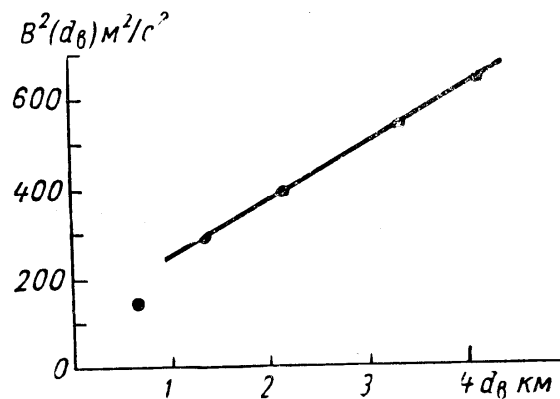


Рисунок 6.18 – Структурна функція горизонтальних пульсацій швидкості вітру в шарі метеорних слідів в залежності від вертикального масштабу вихорів

Структурна функція турбулентних пульсацій вітру пропорційна питомій флуктуаційній енергії турбулентного потоку. Тоді, якщо

виконується закон «першого степеня», коефіцієнти у формулах (6.14) та (6.15) мають смисл градієнта цієї енергії. Відношення їх вказує, на скільки енергія турбулентності швидше змінюється у вертикальному напрямку порівняно із горизонтальним, таким чином характеризує анізотропію турбулентного потоку. Це відношення дорівнює приблизно чотирнадцяти.

6.4 Вітровий режим термосфери

Повітряні течії в термосфері експериментально досліджені найбільш повно в шарі 80 – 140 км за ракетними даними і даними радіолокаційних спостережень за метеорами.

Поле зональної складової вітру для нижньої термосфери помірних широт представлено на рис.6.19. В шарі 80 – 100 км відбувається перебудова атмосферної циркуляції від стратосферної до іоносферної. В літній період над областю східного потоку в межах висот 20 – 95 км простежуються західні вітри. При цьому зимовий західний потік, що охоплює шар 20 – 100 км, переходить в східний з максимумом на висоті 120 км. Східні вітри найбільш інтенсивні в високих широтах і відмічаються до висоти 140 км. Зміна напрямку вітру (зі східного на західний) в холодний період спостерігається на висотах 120 – 140 км, вище яких у помірних широтах впродовж всього року переважають тільки західні повітряні течії. Західні вітри з висот 140 – 150 км є типовими і для інших широтних зон. Гармонічний аналіз результатів вимірювання зональної компоненти вітру за багаторічними даними показав, що в нижній термосфері існує помітна річна амплітуда її коливання. Починаючи з висоти 90 км, де зональна компонента вітру практично відсутня, відбувається її збільшення з висотою і на рівні 110 – 120 км її річна амплітуда досягає 30 – 35 м/с.

Основні особливості розподілу меридіонального вітру в нижній термосфері встановлені за допомогою експериментальних вимірювань. В високих широтах у шарі 80 – 95 км переважають північні течії з максимальними швидкостями 70 – 80 м/с в зимовий період. На більших висотах нижньої термосфери переважає південний напрямок меридіонального вітру. В помірних широтах повітряні течії на висотах 80 – 95 км мають чітко сформовану південну складову меридіонального переносу з максимумом (30 м/с) в літній період. Для шарів вище 95 км меридіональний вітер має річну циклічність: влітку вітер переважно північний, а взимку – південний.

Вітровий режим термосфери залежить у значній мірі від присутності такого явища, як авроральні суббурі – різкий зріст концентрації енергійних заряджених частинок, пов'язаних з полярними сьйвами під впливом геомагнітних збурень. При цьому перед початком суббурі переважає

сильний західний вітер, який після максимального розвитку суббурі змінюється на слабкий південно-східний.

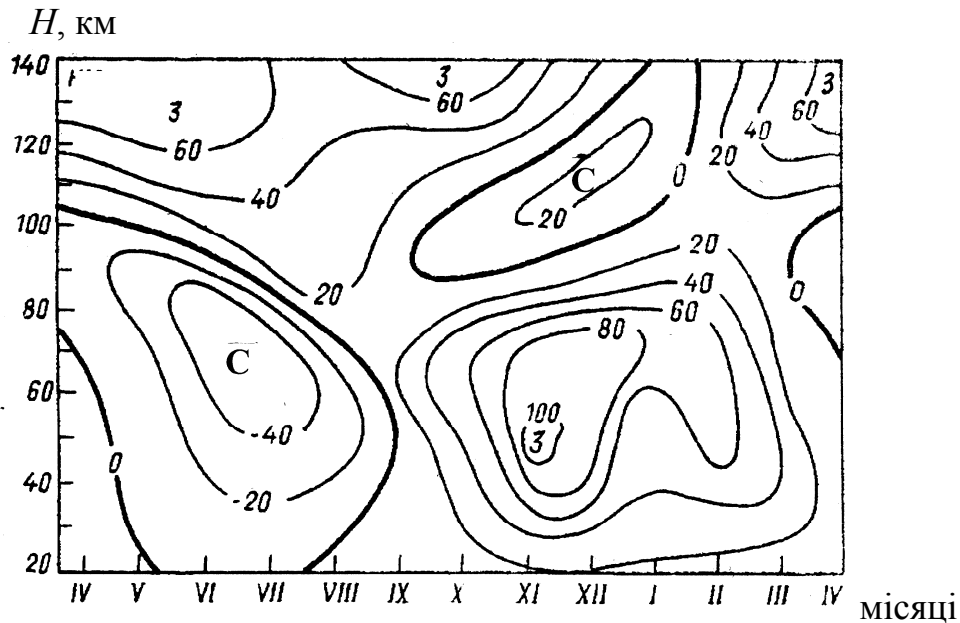


Рисунок 6.19 – Річний переріз зонального вітру (м/с) для помірних широт за ракетними, метеорними та іоносферними даними

Крім того, вітровий режим на висотах в термосфері на відміну від нижніх шарів атмосфери ускладнюється впливом припливних явищ. Приплив – це збурення, що спричиняється під впливом зовнішнього фактора і, перш за все, Сонця. Сонячні припливи мають період 24 години або добові гармоніки (12, 8, 6 годин). В термосфері переважає 24-годинний приплив, пов'язаний, головним чином, з нагріванням за рахунок поглинання сонячного ультрафіолетового випромінювання.

Припливні рухи стають помітними ще в мезосфері і швидко зростають з висотою в шарі 80 – 110 км. Амплітуди припливних коливань зрівнюються з величинами середнього вітру, а в шарі 110 – 130 км вони значно більші. Збільшення амплітуди з висотою пов'язано з відсутністю дисипації (втрати) енергії. Вплив атмосферних припливів відбивається на півдобових коливаннях приземного атмосферного тиску, які більш чітко спостерігаються в низьких широтах. На рівні 100 км варіації тиску відповідають 10 %, а відповідні їм швидкості повітря 50 м/с.

Поряд з атмосферними припливами значну роль в динамічних процесах відіграють внутрішні гравітаційні хвилі. Гравітаційні хвилі – це вертикальні поперечні коливання атмосфери, при яких частинка переміщується в вертикальній площині. Довжини гравітаційних хвиль досягають десятків-сотень кілометрів, а період – хвилини і десятки хвилин.

Ці хвилі призводять до руйнування регулярності компонент швидкості вітру з амплітудою до 30 м/с і є головним джерелом турбулентності на висотах. Максимальний ефект їх впливу простежується на висотах 95–105 км.

7 АТМОСФЕРНА ЕЛЕКТРИКА

7.1 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 .

$$\vec{E} = \text{grad}U. \quad (7.1)$$

Якщо розкласти вектор \vec{E} на складові, то отримаємо

$$\begin{cases} E_x = \frac{\partial U}{\partial x}, \\ E_y = \frac{\partial U}{\partial y}, \\ E_z = \frac{\partial U}{\partial z}. \end{cases} \quad (7.2)$$

Напруженість електричного поля має напрямок, перпендикулярний до еквіпотенціальних 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.

Зв'язок напруженісти з густиною об'ємного заряду ρ_Q , має назву рівняння Пуассона

$$\operatorname{div}\vec{E} = \frac{\rho_Q}{\varepsilon\varepsilon_0} \quad (7.3)$$

або

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = \frac{\rho_Q}{\varepsilon\varepsilon_0}, \quad (7.4)$$

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 екіпотенціальні поверхні паралельні поверхням рівня. Тому складовими поля E_x і E_y можна знехтувати й рівняння Пуассона має вид

$$\frac{\partial E_z}{\partial z} = \frac{\rho_Q}{\varepsilon\varepsilon_0}. \quad (7.5)$$

Проінтегруємо рівняння (7.5) від земної поверхні до довільної висоти z . Будемо мати

$$E_z(z) = E_z(0) + \frac{1}{\varepsilon\varepsilon_0} \int_0^z \rho_Q(z) dz, \quad (7.6)$$

де $E_z(0)$ - вертикальна складова напруженості електричного поля біля земної поверхні.

З рівняння (7.6) 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.7.1 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.7.1, 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.

В інших випадках спостерігається експоненціальне зменшення модуля ($-E_z(z)$) напруженості з висотою, тобто

$$-E_z(z) = -E_z(0)e^{-az}. \quad (7.7)$$

Коефіцієнт a у показнику експоненти може змінюватись від одиниці до $0,4 - 0,5$ 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

$$\lambda = e \left(\sum_i n_{+i} u_{+i} + \sum_j n_{-j} u_{-j} + \sum_k N_{+k} U_{+k} + \sum_m N_{-m} U_{-m} \right), \quad (7.8)$$

де e - заряд електрона, n і N , u і U - відповідно концентрації та рухливості легких і важких іонів.

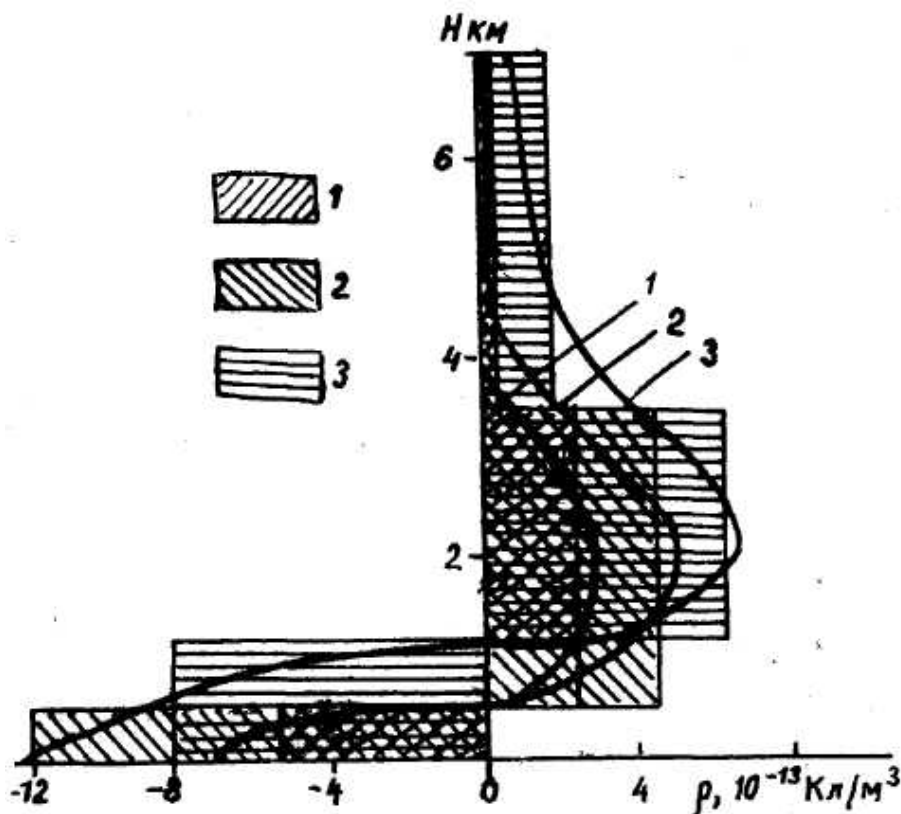


Рисунок 7.1 – Розподіл об'ємного заряду вільної атмосфери за висотою (1 – Санкт-Петербург; 2 – Київ; 3 – Ташкент)

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 (7.8) малі порівняно до двох перших. Тому після осереднення можна записати

$$\lambda = e(\bar{n}_+ \bar{u}_+ + \bar{n}_- \bar{u}_-). \quad (7.9)$$

Це означає, що провідність атмосфери визначається головним чином легкими іонами.

В атмосфері за визначених вище умов тече вертикальний електричний струм, густина якого дорівнює

$$i = i_c + i_d + i_k, \quad (7.10)$$

де

$$i_c = \lambda E \quad (7.11)$$

струм провідності,

$$i_d = -k \frac{\partial \rho_Q}{\partial z} \quad (7.12)$$

струм дифузії, а k - коефіцієнт турбулентної дифузії,

$$i_k = \rho_Q w \quad (7.13)$$

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/м², тобто складає лише декілька процентів від густини струму провідності. Останній має порядок 10^{-12} А/м².

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:

$$\frac{dn}{dt} = I_r + I_c + I_g - \alpha n_+ n_- - \beta n_+ N_- - \gamma n_+ N_0, \quad (7.14)$$

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

$$n_+ = \frac{I_r + I_c + I_g}{\alpha n_- + \beta N_- + \gamma N_0}. \quad (7.15)$$

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

$$n_+ = \frac{I_c}{\alpha n_-}, \quad (7.16)$$

$$n_- = \frac{I_c}{\alpha n_+}. \quad (7.17)$$

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.7.2 показано розподіл інтенсивності іоноутворення з висотою, обумовленою дією космічних променів. З нього випливає, що інтенсивність іоноутворення має максимум на висоті 12-13 км.

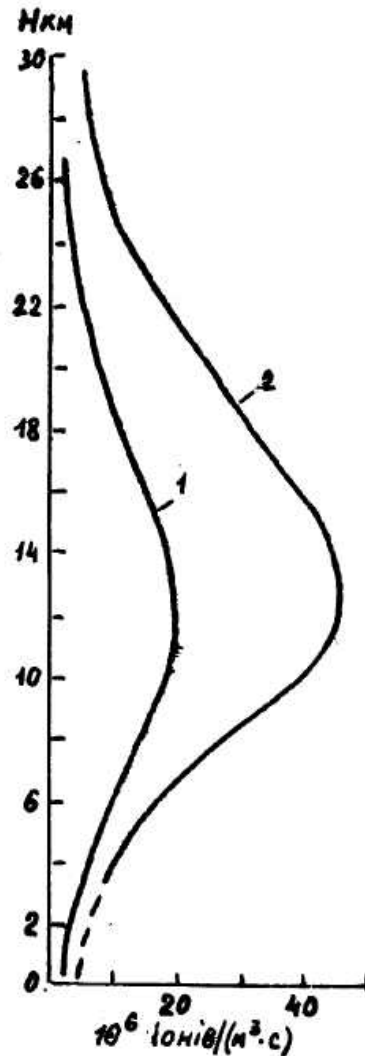


Рисунок 7.2 – Розподіл інтенсивності іоноутворення за висотою
(1 – Мадрас, 3° пн.ш.; 2 – Омага, 51° пн.ш.)

7.2 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 за 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, обумовленої іонами домішок. Електропровідність хмарної води незначно відрізняється від електропровідності дощової води.

Електропровідність чистого льоду при температурі 0°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

$$\frac{dq}{dt} = Aq^2 + Bq + C, \quad (7.18)$$

де

$$A = -\frac{\lambda_+ - \lambda_-}{48\pi\epsilon_0^2 r_0^2 E_0}, \quad B = \frac{\lambda_+ + \lambda_-}{2\epsilon_0}, \quad C = -\pi(\lambda_+ - \lambda_-)3E_0 r_0^2,$$

λ_+ і λ_- - полярні провідності, r_0 - радіус краплі. Розв'язок цього рівняння за умови стаціонарності заряду краплі, як можна легко показати, має вид

$$q = 12\pi\epsilon_0 E_0 r_0^2 \left[\frac{\lambda_+ + \lambda_-}{\lambda_+ - \lambda_-} \pm \sqrt{\left(\frac{\lambda_+ + \lambda_-}{\lambda_+ - \lambda_-}\right)^2 - 1} \right]. \quad (7.19)$$

Значення квадратного кореня 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 стикання 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 $t \approx -10^\circ\text{C}$ 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 установлюється 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.7.3 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.

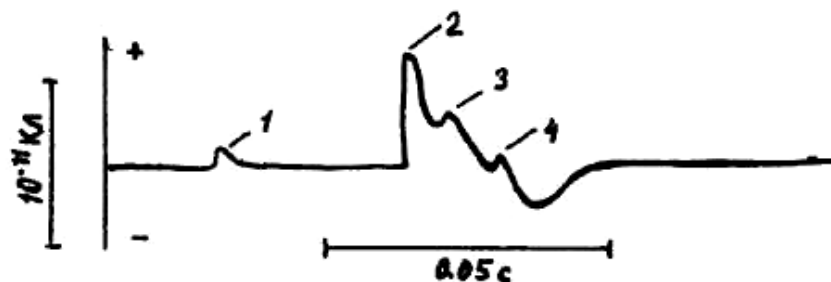


Рисунок 7.3 – Осцилограма утворення зарядів при руйнуванні замерзаючої краплі (за Качуріним Л.Г. і Бекряєвим В.І.)

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 рясному 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 $0^{\circ}C$. 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, спонтанному руйнуванні крупних крапель, співударах крапель з ґрунтом й водною поверхнею, таненні градин й вириванні з них бульбашок повітря, вириванні повітряних бульбашок з водної поверхні, при співударах градин і льодяної крупи з крупними краплями, таненні градин й відриванні від них капель. 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.

7.3 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 Байєрсом, Брейамом, Пірсом й іншими. На рис.7.4 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 $-12\text{ }^{\circ}\text{C}$, 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.

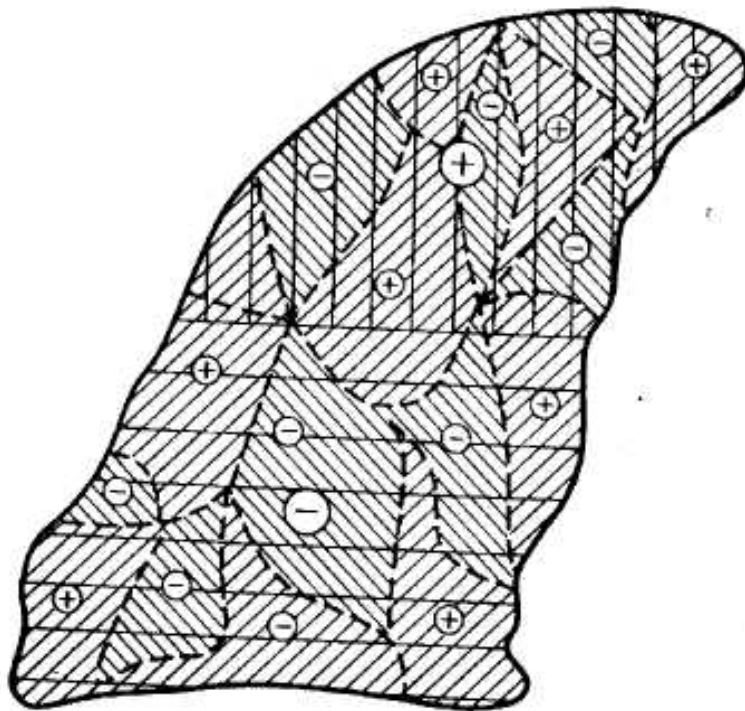


Рисунок 7.4 – Електрична структура грозової хмари

Повна швидкість утворення зарядів q між рівнями z_0 і z у грозовій хмарі за означених умов дорівнює

$$\frac{dq}{dt} = Aq_r \int_{z_0}^z F_D(z)n(z)dz, \quad (7.20)$$

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 крупюю на рівні z за одиницю часу:

$$F_d(z) = \int_0^{R_{kp}(z)} \pi R^2 \nu(R, z) f(R) dR. \quad (7.21)$$

У формулі (7.21) $R_{kp}(z)$ - критичний радіус градини, при якому відбувається її зволоження на рівні z ; $\nu(R, z)$ - швидкість падіння градини, $f(R)$ - щільність розподілу градин і крупу за розмірами. Остання величина може бути визначеною таким рівнянням:

$$f(R) = N_0 \exp(-10^2 l \cdot R), \quad (7.22)$$

де N_0 і l - параметри розподілу.

У формулі (7.20) $n(z)$ - щільність розподілу переохолоджених крапель з $r > 25$ мкм. Вона апроксимується рівнянням:

$$n(z) = n_0 \exp\left(-10^6 \int_{z_0}^z \frac{F(z)}{u(z)} dz\right), \quad (7.23)$$

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 (7.20) формули (7.21)-(7.23) то отримаємо:

$$\frac{dq}{dq} = \pi A q_r n_0 N_0 \int_{z_0}^z \int_0^{R_{kp}(z)} R^2 \nu(R, z) \exp\left[-10^2 l \cdot R - 10^6 \int_{z_0}^z \frac{F(z)}{u(z)} dz\right] dR dz. \quad (7.24)$$

Мейсон, враховуючи вимогу, щоб в грозовій ячейці за 20 хвилин

генерувалося біля 1000 Кл, й вважаючи, що $\frac{dq}{dt} = 1A$, для $A = 10 \text{ м}^2$ (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 $3 \cdot 10^{-3} \text{ КГ/м}^3$, за допомогою формули (7.24) отримав $n_0 = 5 \cdot 10^6 \text{ м}^{-3}$. 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

$$\frac{d^2E}{dt^2} + \beta \frac{dE}{dt} = -\frac{3}{n\varepsilon_0} nq_r \frac{P \bar{v}}{\rho_l \bar{R}}, \quad (7.25)$$

де β - коефіцієнт, пропорційний струму витоку 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

$$P = P_{\max} (1 - e^{-\alpha t}), \quad (7.26)$$

де P_{\max} - максимальна інтенсивність, α - деяка постійна величина, то

$$\frac{d^2E}{dt^2} + \beta \frac{dE}{dt} = \delta (1 - e^{-\alpha t}) \quad (7.27)$$

при

$$\delta = -\frac{3}{4\varepsilon_0} \frac{\bar{v}}{\bar{R}\rho_l} nq_r P_{\max}. \quad (7.28)$$

Для початкових умов $E = 0$ і $\frac{dE}{dt} = 0$ при $t = 0$ розв'язок диференціального рівняння (7.27) має вид:

$$E = \delta \left[\frac{t}{\beta} - \frac{\alpha + \beta}{\alpha\beta^2} + \frac{1}{\beta - \alpha} \left(\frac{e^{-\alpha t}}{\alpha} - \frac{\alpha}{\beta^2} e^{-\beta t} \right) \right] \quad (7.29)$$

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; $\frac{\bar{v}}{R\rho_L} = 5 \cdot 10^{12}$ 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.

7.4 Виникнення блискавок у грозових хмарах

У самій нижній частині хмари, як видно на рис.7.4, 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

$$c = 20,1\sqrt{T_v}, \quad (7.30)$$

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 блискавки 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.

8 АТМОСФЕРНА АКУСТИКА

8.1 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:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = c^2 \nabla^2 V, \quad (8.1)$$

де V - деформація об'єму

$$V \approx \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}, \quad (8.2)$$

∇^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

$$\delta p = c^2 \delta \rho, \quad (8.3)$$

звідки

$$c = \sqrt{\frac{\delta p}{\delta \rho}}. \quad (8.4)$$

Оскільки величини δp і $\delta \rho$ - досить малі, то у першому наближенні їх можна замінити диференціалами. Тоді

$$c = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}}. \quad (8.5)$$

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

$$pV^k = const, \quad (8.6)$$

де V - питомий об'єм повітря, k - показник політропи.

Оскільки питомий об'єм обернено пропорційний густині повітря, то із (8.6) маємо

$$\frac{dp}{d\rho} = ak\rho^{k-1} = \frac{p}{\rho^k} k\rho^{k-1} = k \frac{p}{\rho}. \quad (8.7)$$

Отже, із (8.5) і (8.7) отримаємо

$$c = \sqrt{k \frac{p}{\rho}}. \quad (8.8)$$

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

$$c = \sqrt{\frac{p}{\rho}}. \quad (8.9)$$

Якщо застосувати рівняння стану сухого повітря, $\rho = \frac{p}{R_c T}$, то отримаємо

$$c = \sqrt{R_c T}. \quad (8.10)$$

Ця формула була отримана Ньютоном. При нормальних тиску ($p = 1013$ гПа) і температурі ($T = 273$ К) з використанням формули (8.10) $c = 280$ 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

$$k = \kappa = \frac{c_p}{c_v} = 1,40. \quad (8.11)$$

Таким чином,

$$c = \sqrt{\kappa \frac{p}{\rho}}, \quad (8.12)$$

або

$$c = \sqrt{\kappa R_c T} \quad (8.13)$$

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 (8.13), пов'язана з універсальною газовою сталою R^* співвідношенням

$$R_c = \frac{R^*}{\mu}, \quad (8.14)$$

де μ - молярна маса газу. Ураховуючи це, маємо

$$c = \sqrt{\kappa \frac{R^*}{\mu} T}. \quad (8.15)$$

Звідси випливає, що швидкість звуку залежить від природи газу і його температури.

8.2 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

$$p = \rho R_c T_v, \quad (8.16)$$

де

$$T_v = T(1 + 0,608 s) \quad (8.17)$$

віртуальна температура, а s - масова частка водяної пари. Тому із формули (8.12) маємо

$$c = \sqrt{\alpha R_c T_v} \quad (8.18)$$

Якщо до формули (8.18) підставити значення α і R_c , то отримаємо для швидкості звуку у нерухомому повітрі таку формулу:

$$c = 20,08\sqrt{T_v} \quad (8.19)$$

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.8.1). 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

$$SM = NM + NS = S_1M \cos \gamma + SS_1 \cos \omega \quad (8.20)$$

$$S_1M = SM_1 = ct; SS_1 = u_0 t, \text{ а } SM_1 = c_1 t, \quad (8.21)$$

де c_1 - швидкість звуку з урахуванням швидкості вітру. Підставляючи ці результати в рівняння (8.20), після скорочення на t і урахуваючи, що кут γ малий і $\cos \gamma \approx 1$, маємо

$$c_1 = c + u_0 \cos \omega. \quad (8.22)$$

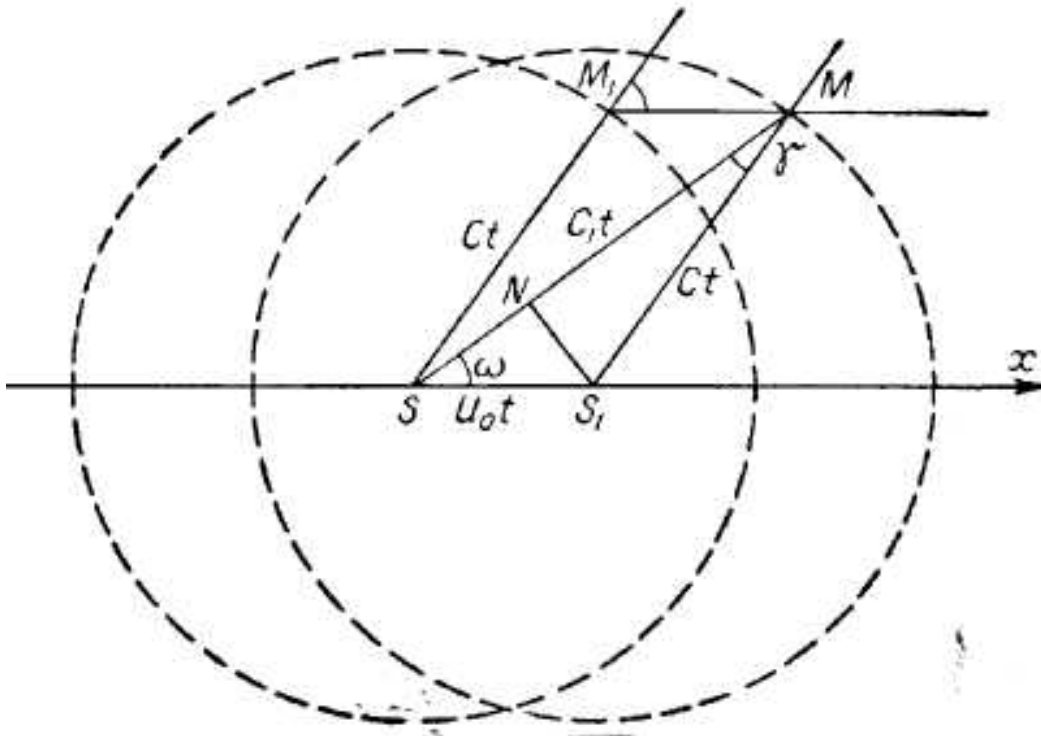


Рисунок 8.1 – Розповсюдження у горизонтальній площині звукової хвилі, що спричинена джерелом звуку, розташованим у точці S

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.

8.3 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 скінченної 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.8.2)

$$\frac{\sin i_1}{\sin r_1} = \frac{c_1}{c_2}; \quad \frac{\sin i_2}{\sin r_2} = \frac{c_2}{c_3}; \quad \frac{\sin i_3}{\sin r_3} = \frac{c_3}{c_4} \dots \quad (8.23)$$

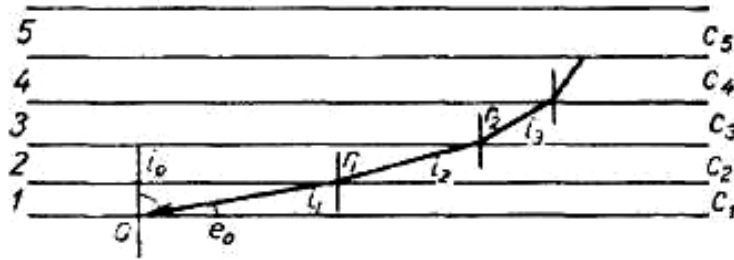


Рисунок 8.2 – До виводу рівняння траєкторії звукового променя в рівномірно неоднорідному середовищі

Але $r_1 = i_2$; $r_2 = i_3$ і т.д. Ураховуючи це, отримаємо

$$\frac{\sin i_1}{c_1} = \frac{\sin i_2}{c_2} = \dots = \frac{\sin i_e}{c_e} = k, \quad (8.24)$$

або

$$\frac{\sin i}{c} = k. \quad (8.25)$$

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 тепер рівняння траєкторії звукового променя. Як виходить з рис.8.3, у диференційній формі

$$\frac{dx}{dz} = \operatorname{tgi} = \frac{\sin i}{\cos i}, \quad (8.26)$$

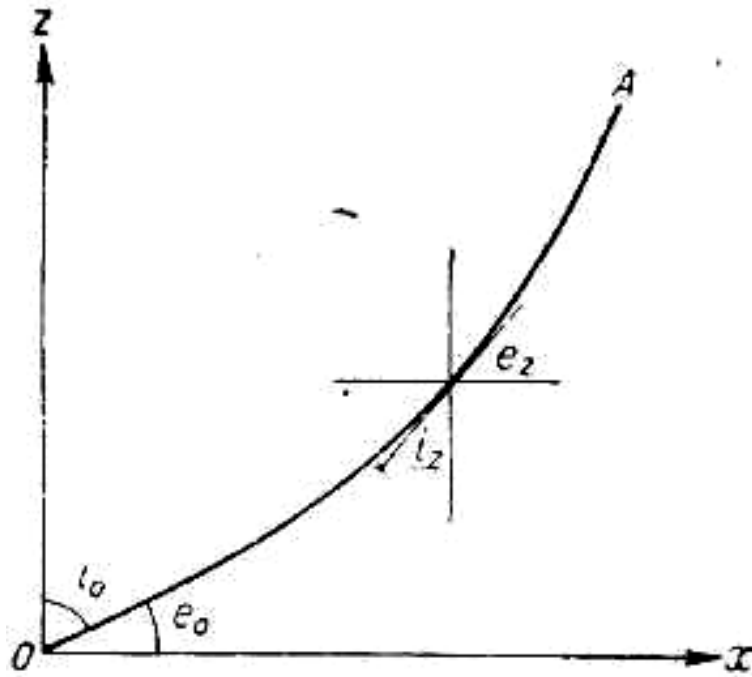


Рисунок 8.3 – Траєкторія звукового променя

Перейдемо по формулі зведення від $\cos i$ до $\sin i$.
Отримаємо

$$\frac{dx}{dz} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1 - \sin^2 i}{\sin i}}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\sin^2 i} - 1}} \quad (8.27)$$

Але

$$\frac{\sin i}{\sin i_0} = \frac{c}{c_0},$$

або

$$\sin i = \frac{c}{c_0} \sin i_0. \quad (8.28)$$

Звідси, якщо використати формулу (8.10),

$$\sin i = \sqrt{\frac{T}{T_0} \sin^2 i_0}. \quad (8.29)$$

Будемо вважати, що температура змінюється з висотою за лінійним законом

$$T = T_0 - \gamma z. \quad (8.30)$$

Тоді маємо

$$\sin i = \sqrt{\left(1 - \frac{\gamma z}{T_0}\right) \sin^2 i_0} = \sqrt{1 - \frac{\gamma z}{T_0}} \sin i_0. \quad (8.31)$$

Таким чином,

$$\frac{dx}{dz} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\left(1 - \frac{\gamma z}{T_0}\right) \sin^2 i_0} - 1}}. \quad (8.32)$$

Інтеграл цього диференціального рівняння є циклоїдою.

Рівняння (8.32) 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

$$\frac{dx}{dz} = \frac{1}{\sqrt{\frac{\gamma z}{T_0}}} \quad (8.33)$$

або після розділення змінних

$$dx = \sqrt{\frac{T_0}{\gamma}} \cdot z^{-1/2} dz. \quad (8.34)$$

Інтегрування цього рівняння дає

$$x = 2\sqrt{\frac{T_0 z}{\gamma}} \quad (8.35)$$

або

$$z = \frac{4\gamma}{T_0} x^2. \quad (8.36)$$

Очевидно, рівняння (8.36) 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

$$p = \frac{2\gamma}{T_0} > 0 \quad (8.37)$$

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.8.4(a))

$$l = 2\sqrt{\frac{T_0 h}{\gamma}}. \quad (8.38)$$

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 (8.37), параметр параболи $p < 0$ і звукові промені будуть мати випуклість уверх. Отже звукова тінь у цьому випадку буде відсутньою (рис.8.4б). На рис.8.4в 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.8.4г відбиває випадок наявності 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.8.5). 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.

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.

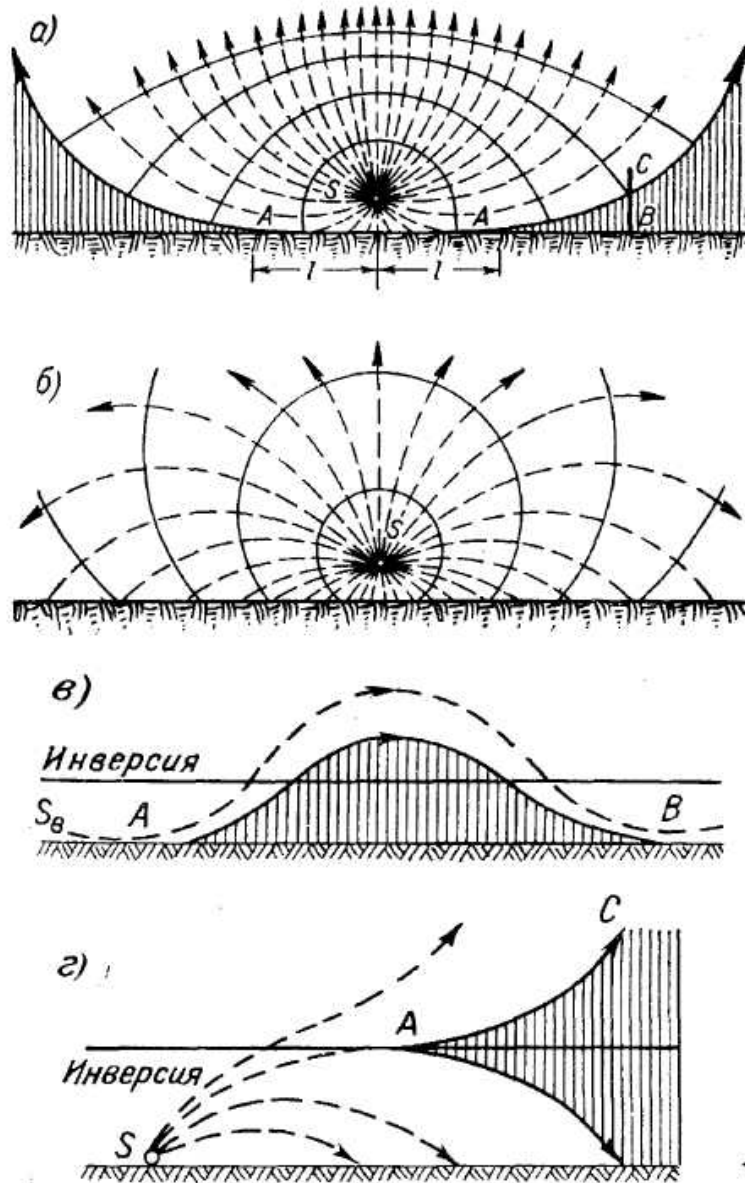


Рисунок 8.4 – Скривлення акустичних променів

а – при зниженні температури з висотою;

б – при підвищенні температури з висотою;

в – при інверсії у вільній атмосфері;

г – при присутності приземної інверсії

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:

$$K = \frac{\omega^2}{4\pi\rho c^3} \left[\frac{4\eta}{3} + \lambda_g \frac{c_p - c_v}{c_p} \right], \quad (8.39)$$

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.

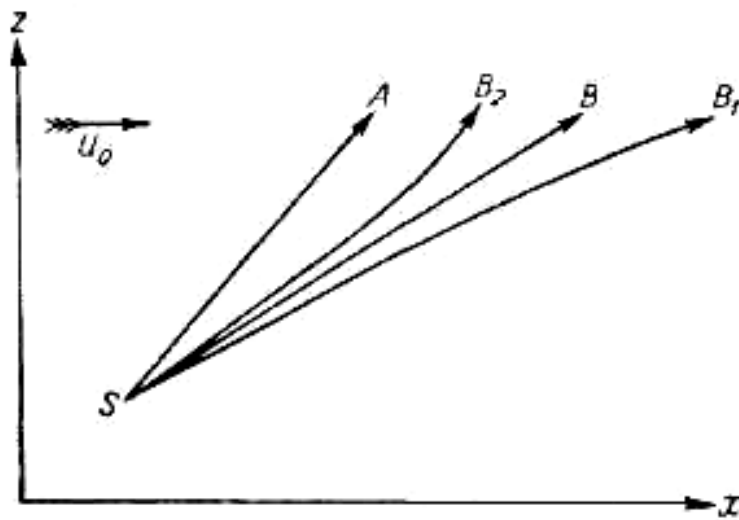


Рисунок 8.5 – Траєкторія звукового променя у вертикальній площині, що співпадає з напрямом вітру, при ізотермії

Перший член у дужках характеризує вплив в'язкості, а другий член – теплопровідності повітря на затухання звуку. Згідно з формулою (8.39) затухання повинно зростати у верхній атмосфері обернено пропорційно густині повітря ρ . Розрахунки показують, що у ізотермічній атмосфері з температурою $t = -45^\circ$ 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.

Література

Основна

1. Школьний Є.П. Фізика атмосфери: Підручник.– Одеса:ОДЕКУ, ТЕС, 2005. – 507 с.
2. Школьний Є.П., Данова Т.Є., Галич Є.А. Фізичні процеси у верхній атмосфері Землі: Навчальний посібник.– Одеса: ОДЕКУ, ТЕС, 2010. – 190 с.
3. Школьний Є.П., Данова Т.Є. Методичні вказівки до самостійної роботи студентів при виконанні практичних завдань з дисципліни ”Фізичні процеси верхньої атмосфери (з основами озонетрії)”. – Одеса: ОДЕКУ, 2006. – 32 с.
4. www.library-odeku.16mb.com

Додаткова

1. Гончарова Л.Д., Серга Е.М., Школьний Є.П. Клімат і загальна циркуляція атмосфери. – К.: КНТ, 2005. – 251 с.
2. Гончарова Л.Д. Воздушные течения тропосферы и стратосферы северного полушария. Монография. – Одесса, 2014. – 298 с.
3. Белов Н.Ф., Васильев В.А. Практикум по климатологии. Учебное пособие. – Л.: Ленингр. гидрометеор. ин-т, 1990. – 204 с.
4. Холтон Дж. Р. Динамическая метеорология стратосферы и мезосферы. – Л.: Гидрометеиздат, 1979. – 224 с.
5. Матвеев Л.Т. Физика атмосферы. – С-Пб: Гидрометеиздат, 2000. – 780 с.

Навчальне електронне видання

Серга Едуард Миколайович
Школьний Євген Павлович

АТМОСФЕРНА ГЕОФІЗИКА

Конспект лекцій

Видавець і виготовлювач

Одеський державний екологічний університет
вул. Львівська, 15, м. Одеса, 65016
тел./факс: (0482) 32-67-35
E-mail: info@odeku.edu.ua
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи
ДК № 5242 від 08.11.2016