

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ОДЕСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ЕКОЛОГІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

БОРИСОВА С.В., КАТЕРУША Г.П.

МЕТЕОРОЛОГІЯ І КЛІМАТОЛОГІЯ

Конспект лекцій

Одеса
Одеський державний екологічний університет
2008

УДК 551.515

Дати дозвіл на використання в навчальному процесі в електронному вигляді (протокол №__ від ____ . ____ . 2008 р.)

Борисова С.В., Катеруша Г.П.

Метеорологія і кліматологія: конспект лекцій. Одеса, Одеський державний екологічний університет, Одеса:2008.152 с.

ISBN

© Борисова С.В., Катеруша Г.П., 2008
© Одеський державний екологічний університет, 2008

ЗМІСТ

ВСТУП	5
1 ЗАГАЛЬНІ ВІДОМОСТІ ПРО АТМОСФЕРУ	11
1.1 Будова атмосфери	11
1.2 Градієнт метеорологічної величини	17
1.3 Склад атмосфери	19
1.4 Утворення і руйнування озону в атмосфері	20
1.5 Рівняння стану атмосферного повітря	26
2 СТАТИКА АТМОСФЕРИ	30
2.1 Основне рівняння статички	30
2.2 Формула Бабіне та її фізичний аналіз	33
3 ТЕРМОДИНАМІКА АТМОСФЕРИ	36
3.1 Перший принцип термодинаміки	36
3.2 Адіабатичні процеси	37
3.3 Сухоадіабатичний градієнт	39
3.4 Потенціальна температура	40
3.5 Типи температурної стратифікації за методом частинки	42
3.6 Вологоадіабатичний процес	46
3.7 Рівень конденсації	50
3.8 Визначення енергії нестійкості	52
3.9 Адіабатні діаграми	53
4 РАДІАЦІЙНИЙ РЕЖИМ АТМОСФЕРИ	56
4.1 Сонячна радіація	56
4.2 Основні поняття і закони випромінювання	56
4.3 Сонце і сонячна стала	62
4.4 Розподіл сонячної енергії на верхній межі атмосфери	65
4.5 Послаблення сонячної радіації в атмосфері	70
4.5.1 Показники послаблення	70
4.5.2 Поглинання сонячної радіації в атмосфері	71
4.5.3 Розсіяння променистої енергії в атмосфері	72
4.5.4 Закони послаблення радіації в земній атмосфері	77
4.6 Основні потоки сонячної радіації в атмосфері	82
4.7 Довгохвильове випромінювання	86
4.8 Радіаційний баланс земної поверхні і атмосфери	91
5 ТЕПЛОВИЙ РЕЖИМ ПІДСТИЛЬНОЇ ПОВЕРХНІ ТА АТМОСФЕРИ	94
5.1 Тепловий режим ґрунту	94
5.1.1 Основні теплові характеристики	94
5.1.2 Рівняння теплопровідності ґрунту	95

5.1.3	Закони розповсюдження температурних коливань в ґрунті	96
5.1.4	Реальний добовий і річний хід температури ґрунту	97
5.2	Тепловий режим атмосфери	99
5.2.1	Потоки тепла в атмосфері	99
5.2.2	Основні характеристики турбулентності	101
5.2.3	Приземний шар атмосфери	103
5.2.4	Граничний шар атмосфери	104
5.2.5	Тепловий баланс підстильної поверхні	106
5.2.6	Заморозки	107
8.2.7	Інверсії в атмосфері	108
6	ВОДА В АТМОСФЕРІ	113
6.1	Фізичні характеристики води	113
6.2	Умови фазової рівноваги	114
6.3	Інші чинники, від яких залежить тиск насичення	116
6.4	Випаровування в природних умовах та методи його визначення	117
6.5	Конденсація і сублімація водяної пари	118
6.5.1	Ядра конденсації	118
6.5.2	Поняття про рівноважний і метастабільний стан	120
6.5.3	Утворення твердої фази	121
6.6	Тумани	122
6.7	Хмари	126
6.8	Опади	133
6.9	Активні впливи на атмосферні процеси	140
	Література	142

ВСТУП

Предмет та задачі метеорології

Основною задачею екологів є моніторинг, охорона та захист навколишнього середовища, тобто біосфери. Як відомо, на планеті Земля можна виділити три головні сфери, де існує життя – це літосфера, гідросфера та атмосфера. Атмосфера – це газова оболонка Землі, яка становить лише одну мільйонну частину від маси земної кулі. У цій сфері відбуваються дуже важливі процеси та явища, які впливають на умови життя не тільки людини, але й всього живого на поверхні землі.

Метеорологія – наука про фізичні процеси та явища в атмосфері Землі, які відбуваються у взаємодії з земною поверхнею і космічним середовищем. Слово „метеорологія” походить від двох грецьких слів „метеор” і „логос”. „Метеор” у давній Греції означало будь-яке небесне явище (наприклад, рух зірок, хмар тощо), а „логос” – вивчення, познання.

Метеорологія вивчає фізичні параметри, які характеризують стан атмосфери, зв'язок між ними, фізичні чинники, за рахунок яких вони змінюються у часі та просторі. Ці параметри називають *метеорологічними величинами*. Поняття метеорологічної величини застосовується для кількісної характеристики фізичного стану атмосфери. Це такі величини, як температура повітря, атмосферний тиск, густина та вологість повітря, швидкість та напрям вітру тощо.

Крім метеорологічних величин існує також поняття атмосферне явище. *Атмосферне явище* – це певний фізичний процес, який супроводжується різкою якісною зміною стану атмосфери. Наприклад, туман, гроза, ожеледь, хуртовина, пилова буря, роса, паморозь тощо.

Сукупність метеорологічних величин і атмосферних явищ, яка характеризує фізичний стан атмосфери в певному місці і в певний момент часу, називається *погодю*.

Багаторічний режим погоди, який формується в умовах підстильної поверхні даного району під впливом кліматоутворювальних чинників, а саме: сонячної радіації, циркуляції атмосфери і вологообігу називають *кліматом*.

Атмосферні явища здавна привертали увагу людини до себе. Ще у стародавніх літописах поряд з описом історичних подій описувались такі стихійні явища, як посуха, градобиття, повені тощо. Першу спробу пояснити деякі атмосферні явища зробив давньогрецький філософ Аристотель ще в IV столітті до н.е. у своїй книзі „Метеорологіка”. Але в цей час спостереження були лише візуальними.

Інструментальні спостереження почались у XVII столітті: з того часу, коли Галілей винайшов термометр у 1603 р., а Торричеллі – ртутний

барометр у 1643 р. Систематичні візуальні спостереження та вимірювання за допомогою одностипних приладів стали проводити починаючи з XVIII століття. У цьому ж сторіччі організовуються метеорологічні станції та обсерваторії. У Росії метеорологічні спостереження почались у 1725 р. Перші інструментальні метеорологічні спостереження в Україні було проведено в Харкові (1738 – 1741 р.р.). На початку XIX сторіччя в Україні з'являються аматорські метеорологічні станції – в Києві (1804 р.) Бердичеві (1821 р.), Полтаві (1824 р.). Першу метеорологічну обсерваторію засновано в 1836 р. в м. Луганську. В Одесі регулярні метеорологічні дослідження розпочались у 1865 року під керівництвом професора Лапшина В.І. з Новоросійського університету.

У XX столітті широкого розвитку дістали методи дослідження атмосфери за допомогою радіозондів, літаків, аеростатів, ракет, штучних супутників Землі (ШСЗ).

У метеорології широко використовують і експериментальний метод дослідження атмосфери, наприклад, процесів утворення хмар і туманів, оптичних і електричних явищ.

Останнім часом широко використовують метод математичного аналізу.

Слід зазначити, що метеорологія не обмежується вивченням і передбаченням атмосферних процесів та явищ, вона намагається розв'язати задачу активного втручання в атмосферні процеси. Наприклад, вже зараз метеорологи можуть розсіювати хмари або штучно викликати дощ.

Атмосферні процеси і явища мають глобальний характер. Для їх вивчення і передбачення необхідні відомості про стан атмосфери і земної поверхні по всій планеті. Тому в 1947 році створено Всесвітню метеорологічну організацію (ВМО). ВМО – це спеціалізований заклад Організації Об'єднаних Націй. Вона здійснює обмін метеорологічними даними всіх країн, стежить за дотриманням єдиної методики спостережень, турбується про поширення результатів науково-методичних досліджень і обмін ними. Іншими словами ВМО об'єднує і координує зусилля метеорологічних служб усіх країн щодо організації спостережень за погодою і кліматом та їхніми змінюваннями.

Основні метеорологічні величини

1. Температура повітря в метеорології зазвичай визначається в градусах Міжнародної практичної температурної стоградусної шкали Цельсія ($t^{\circ} \text{C}$). При теоретичних розрахунках часто температура повітря надається в градусах термодинамічної температурної шкали, які називають Кельвінами (K). Відомо, що між цими шкалами існує співвідношення

$$K = (273.16 + t)^\circ C \approx 273(1 + \alpha t),$$

де

α – коефіцієнт об'ємного розширення газу, який дорівнює $\frac{1}{273}$.

У минулому, а у деяких країнах і нині використовуються також температурні шкали Реомюра, Фаренгейта, Ренкіна тощо.

2. Атмосферний тиск (тиск повітря) являє собою силу гідростатичного тиску повітря, який діє на одиничну площину (1 м^2). У нерухомому повітрі це по суті вага вертикального стовпа повітря одиничного перерізу від заданого рівня до верхньої межі атмосфери.

Одиницею вимірювання атмосферного тиску в системі SI є Паскаль ($1 \text{ Па} = 1 \text{ н/м}^2$). Проте, для метеорологічних розрахунків ця одиниця мала, тому в метеорології за основну одиницю вимірювання тиску вважають гектопаскаль ($1 \text{ гПа} = 10^2 \text{ Па} = 10^2 \text{ н/м}^2$). Для вимірювання тиску іноді використовують барометри зі шкалами, які градуіровані в одиницях, які використовувались раніше – мілібарах (мб) або міліметрах ртутного стовпчика (мм рт. ст.). Між названими одиницями таке співвідношення:

$$1 \text{ гПа} = 1 \text{ мб} = 0,75 \text{ мм рт.ст}$$

$$1 \text{ мм рт.ст} = 1,33 \text{ гПа}$$

За нормальний прийнято тиск 1013 гПа або 760 мм рт. ст.

3. Вологість повітря. Для характеристики вологості повітря використовують наступні величини.

- **Парціальний тиск водяної пари** e – це тиск, який здійснила би водяна пара на 1 м^2 підстильної поверхні, коли б займала об'єм суміші газів лише вона одна за умови сталої температури.

Одиниці вимірювання – гПа.

За даної температури тиск водяної пари не може перевищувати граничне значення E – **тиск насичення** або **насичена водяна пара**.

- **Абсолютна вологість** a – це кількість грамів водяної пари, яка знаходиться у 1 м^3 вологого повітря. Одиниці вимірювання – г/м^3 .

Абсолютна вологість в метеорології не вимірюється, але вона пов'язана з парціальним тиском водяної пари і тому може бути розрахована з наступних рівнянь:

$$a = \frac{0.8e}{1 + \alpha t} \quad \text{або} \quad a = \frac{1.06e}{1 + \alpha t} .$$

Перша формула використовується, коли e в гПа, а друга – коли e в міліметрах ртутного стовпчика (мм рт. ст.).

- **Відносна вологість** f – це відношення парціального тиску водяної пари до тиску насичення за тієї ж температури

$$f = \frac{e}{E} \cdot 100 \% .$$

Відносна вологість вимірюється у відсотках.

- **Масова частка водяної пари** S або q - кількість грамів водяної пари в 1 г або 1 кг вологого повітря

$$S = 0.622 \frac{e}{p} \quad \text{г/г.}$$

Для практичних розрахунків

$$S = 622 \frac{e}{p} \quad \text{г/кг,}$$

тобто S в проміле [‰].

- **Дефіцит тиску** або **дефіцит вологості повітря** d (нестача насичення)

$$d = E - e \quad \text{гПа .}$$

- **Точка роси** τ °С – температура, за якої водяна пара, яка знаходиться у повітрі, досягає стану насичення в умовах ізобаричного процесу.

- **Дефіцит точки роси** $\Delta \tau$ °С – різниця між температурою повітря t °С і точкою роси τ °С

$$\Delta \tau = t - \tau .$$

4. Швидкість і напрямок вітру. Вітром називають рух повітря відносно земної поверхні. Напрямок вітру визначається вказанням тої точки горизонту, звідки дме вітер. Доволі часто у метеорологічних спостереженнях напрямок надається за сторонами світу з поділенням горизонту на 16 румбів. Румби можуть бути головними – північний Пн, південний Пд, східний С та західний З і проміжними, наприклад, північно-східний ПнС, північно-північно-східний ПнПнС, західний-південно-західний ЗПдЗ тощо. Частіше напрямок вітру виражається в градусах. Так північний напрямок відповідає 360° , східний – 90° , південний – 180° і західний – 270° .

Швидкість вітру зазвичай вимірюють в м/с або км/год.

5. Хмарність. В результаті конденсації водяної пари, яка міститься в атмосфері, виникають хмари. Їхня сукупність, яка спостерігається на небесному склепінні, утворює так звану хмарність. Спостереження над хмарністю полягають в оцінці кількості хмар, визначенні їхньої форми, висоти. Оцінка кількості хмар виконується за 10-бальною шкалою в залежності від ступеня покриття неба: 0 балів відповідає чистому від хмар небу, 10 балів – суцільній хмарності.

При спостереженні за хмарами визначають їхню форму і вид згідно з Міжнародною морфологічною класифікацією хмар. В основу її покладено два признаки: висота розташування хмар і їх зовнішній вигляд. В залежності від висоти нижньої межі хмар виділяють три яруси: верхній (вище 6 км), середній (від 2 до 6 км) і нижній (нижче 2 км). Крім того, виділяють в особливу групу хмари вертикального розвитку. Їхня нижня межа знаходиться в нижньому ярусі (нижче 2 км), а верхня часто розташовується у верхньому ярусі.

У всьому світі хмари називають латинською мовою. Згідно зі згаданою класифікацією наведемо повні та скорочені латинські і українські назви всіх форм хмар відповідного ярусу:

Хмари верхнього ярусу:

1. Cirrus (Ci) перисті;
2. Cirrocumulus (Cc) перисто-купчасті;
3. Cirrostratus (Cs) перисто-шаруваті.

Хмари середнього ярусу:

1. Altcumulus (Ac) високо-купчасті;
2. Altostratus (As) високо-шаруваті.

Хмари нижнього ярусу:

1. Stratus (St) шаруваті;
2. Stratocumulus (Sc) шарувато-купчасті;
3. Nimbostratus (Ns) шарувато-дощові.

Хмари вертикального розвитку:

1. Cumulus (Cu) купчасті;
2. Cumulonimbus (Cb) купчасто-дощові.

Слід зазначити, що висота нижньої межі хмари визначається лише для хмар нижнього ярусу та вертикального розвитку.

1 ЗАГАЛЬНІ ВІДОМОСТІ ПРО АТМОСФЕРУ

1.1 Будова атмосфери

Атмосфера не має чітко визначеної верхньої межі, бо вона поступово переходить у міжпланетне середовище. Вважається, що вертикальна протяжність атмосфери становить 60 – 70 тис. км. Загальна маса атмосфери $5.15 \cdot 10^{18}$ кг.

Більша частина маси атмосфери зосереджена у тонкому шарі, який прилягає до земної поверхні. Майже 50% її маси припадає на шар висотою до 5 км, 75% - до 10 км, 90% - 16 км, 95% - до 20 км, 99% - до 33 – 35 км.

Атмосфера неоднорідна як по вертикалі так і по горизонталі. Змінюються такі метеорологічні величини, як температура, атмосферний тиск, густина повітря, склад повітря, вологість, швидкість і напрямок вітру. Найбільш швидко вони змінюються по вертикалі. Наприклад, температура по вертикалі у середньому знижується на $6,5^\circ$ на 1 км (у тропосфері), а по горизонталі на таку ж величину вона зміниться на відстані 500 – 600 км, тобто у 500 разів менше. Тому при розподілі атмосфери на перше місце виступає її неоднорідність по вертикалі.

Вертикальна неоднорідність атмосфери.

Розподіл атмосфери на шари

Існує декілька ознак (принципів) вертикального розподілу атмосфери на шари:

- розподіл температури з висотою;
- склад атмосферного повітря;
- наявність заряджених часток;
- характер взаємодії з підстильною поверхнею.

За ознакою змінювання температури повітря з висотою атмосфера поділяється на такі шари:

- 1 – тропосфера (до 11 км);
- 2 – стратосфера (11 – 50 км);
- 3 – мезосфера (50 – 90 км);
- 4 – термосфера (90 – 450 км);
- 5 – екзосфера (вище 450 км).

Між собою ці шари розділяються невеликими перехідними шарами, які називаються паузами:

- тропопауза (10 – 12 км);

- стратопауза (50 – 55 км);
- мезопауза (90 – 95);
- термопауза (450 – 500 км).

Наведені значення меж висоти є середніми. Можливі значні відхилення від них в залежності від широти, пори року, метеорологічних умов. Наприклад, висота тропопаузи може становити 8 км в полярних районах і 18 км – на екваторі.

Тропосфера. Для неї характерне падіння температури з висотою – на кожні 100 м на $0,65^\circ$. Тут зосереджено 90% всієї водяної пари атмосфери і саме тут спостерігається більша частина всіх атмосферних явищ, формуються повітряні маси, фронти, розвиваються циклони і антициклони, утворюються основні хмари і тумани. Тропосферу поділяють на нижню (граничний шар) – до висоти 1 – 1,5 км, середню – від 1,5 км до 6 – 8 км і верхню – до тропопаузи.

Тропопауза. У цьому шарі температура з висотою майже не змінюється (ізотермія). В області тропопаузи спостерігається перший мінімум температури.

Стратосфера. У стратосфері температура з висотою спочатку не змінюється в полярних широтах або слабко зростає у низьких до 20 км, вище – вона зростає на $0,28^\circ/100$ м і на верхній межі сягає приблизно 273 К (тобто 0°C). Висока температура в стратосфері та її зростання пояснюється поглинанням УФ-сонячної радіації.

У стратосфері спостерігаються перламутрові хмари на висотах 22 – 30 км (ці хмари кристалічні, тобто утворюються в процесі сублімації).

Стратопауза. Температура з висотою в її області змінюється мало (майже ізотермія). Температура в середньому становить 0°C , але може коливатись на $\pm 20^\circ\text{C}$.

Мезосфера. Температура у цьому шарі зменшується з висотою на $0,35^\circ/100$ м до рівня 85 км. На цій висоті спостерігається другий мінімум температури повітря.

На висотах 82 – 85 км під шаром інверсії влітку можуть утворюватись сріблясті хмари. Це дуже тонкі хмари, прозорі, через них добре видно зірки. Раніше вважали, що вони утворюються з вулканічного пилу; тепер вважають, що їхнє походження аналогічне перистим хмарам.

Мезопауза характеризується сталою температурою, тобто температура з висотою майже не змінюється і становить -87°C (або 186 К).

Термосфера. Тут температура зростає до верхньої межі і у шарі термопаузи сягає кількох сотен градусів (750 – 1500 К). Температура зростає під впливом поглинання сонячної радіації киснем. Над термосферою розміщується зовнішній шар – екзосфера.

Екзосфера. Температура в ній з висотою дещо зростає і має значення 1500 – 2000 К. У цьому шарі спостерігається вислизання газів у міжпланетний простір. Густина повітря в ній дуже мала. Під впливом космічних і УФ-променів тут виникає дисоціація газів, іонізація їх, в результаті чого утворюються шари великої провідності, полярні сніжки та інші явища.

За складом повітря атмосферу поділяють на *гомосферу* і *гетеросферу*. У гомосфері, яка простирається від земної поверхні до висоти 95 км, відносний склад основних газів повітря практично не змінюється з висотою. У гетеросфері (шар вище 95 км) внаслідок дисоціації з'являються атомний азот і атомний кисень, тому відносна молекулярна маса повітря зменшується з висотою.

За цією ж ознакою в атмосфері виділяють ще озonosферу (висота 20 – 55 км), в якій зосереджена основна маса озону.

За ознакою різкого збільшення числа заряджених частинок шар атмосфери, розміщений вище 50 – 60 км, має назву *іоносфера*. Збільшення кількості заряджених часток зумовлене поглинанням квантів сонячної енергії. Зазначимо, що до вказаної висоти молекули повітря не несуть на собі зарядів і цей шар називають *нейтральним*.

За ознакою взаємодії атмосфери із земною поверхнею атмосферу поділяють на *граничний шар* (або шар тертя) і *вільну атмосферу*. Граничний шар має товщину 1, 0 – 1,5 км. На рухи повітря тут суттєво впливає земна поверхня, яка створює силу тертя. У цьому шарі спостерігається добовий хід температури, вологості повітря, швидкості вітру та інших метеорологічних величин. У вільній атмосфері впливом земної поверхні на рухи повітря можна знехтувати. Суттєвою відзнакою вільної атмосфери є значні горизонтальні розміри рухів (більше 2000 км).

Горизонтальна неоднорідність атмосфери

Атмосфера за своїми фізичними властивостями неоднорідна не тільки у вертикальному, але й у горизонтальному напрямку. По горизонталі змінюються температура повітря, атмосферний тиск, вологість повітря, хмарність та інші метеорологічні величини, до цього ж змінюються вони нерівномірно.

Великі об'єми повітря, які за своїми горизонтальними розмірами порівняні з розмірами материків і океанів та мають певні властивості, називаються *повітряними масами* (ПМ). За своїми температурними

властивостями вони поділяються на теплі і холодні. Крім того, ПМ поділяють за місцем їхнього формування (це так звана географічна класифікація ПМ):

- арктичне повітря (АП);
- помірне повітря або повітря помірних широт (ПП);
- тропічне повітря (ТП);
- екваторіальне повітря (ЕП).

Перші три типи можуть бути морським повітрям або континентальним. Властивості цих повітряних мас залежать від сезону.

Вертикальні розміри повітряних мас становлять, як правило, декілька кілометрів, нерідко вони поширюються на всю тропосферу.

Атмосферні фронти

Всередині одної і тої ж повітряної маси метеорологічні величини змінюються повільно, а при переході від одної повітряної маси до іншої зміни метеорологічних величин значно швидші. Вузька полоса, де зустрічаються дві повітряні маси з різними властивостями, називається *атмосферним фронтом*. Ширина зони фронту біля земної поверхні 50 – 100 км, товщина фронту по вертикалі – 1 – 2 км.

Атмосферні фронти поділяють на теплі і холодні (рисунки 1.1, 1.2 і 1.3). Теплий фронт – це такий фронт, який рухається в бік холодного повітря (на рис. 1.1 – зліва – направо).

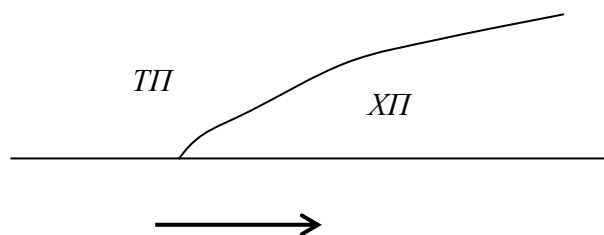


Рисунок 1.1 – Теплий фронт

Коли теплий фронт проходить через пункт спостереження, відбувається потепління: на зміну холодному повітряю приходить тепле повітря. Кут нахилу лінії фронту до горизонтальної поверхні малий і становить приблизно $0,5^\circ$. Швидкість руху теплового фронту – 30 – 50 км/год.

Холодний фронт – це фронт, який рухається в бік теплого повітря (на рис. 1.2 і 1.3 – зправа наліво). Холодне повітря наступає на тепле.

Холодний фронт може бути 1-го роду або 2-го роду. Характеристики холодного фронту 1-го роду близькі до характеристик теплого фронту. Швидкість його руху становить приблизно 50 км/год.

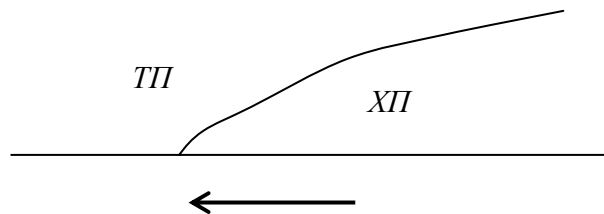


Рисунок 1.2 – Холодний фронт 1-го роду

Холодний фронт 2-го роду відрізняється від холодного фронту 1-го роду. Він рухається зі швидкістю приблизно 100 км/год, тому тертя об земну поверхню більше, а це призводить до утворення валу, тобто більш крутої лінії розділу (рис. 1.3).

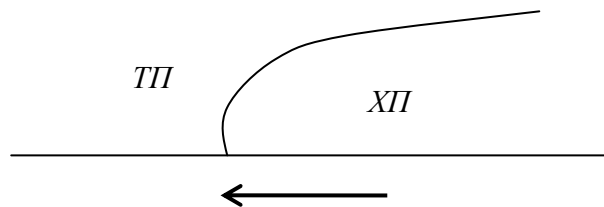


Рисунок 1.3 – Холодний фронт 2-го роду

По горизонталі змінюється і атмосферний тиск. Метеорологічні станції розташовані на різних висотах, тому щоб можна було порівнювати значення тиску, їх зводять до одного рівня – рівня моря. Зведений до рівня моря атмосферний тиск наносять на приземні карти погоди. Потім проводять криві лінії однакових значень тиску – ізобари. Розглянемо основні форми баричного рельєфу.

Основні форми баричного рельєфу

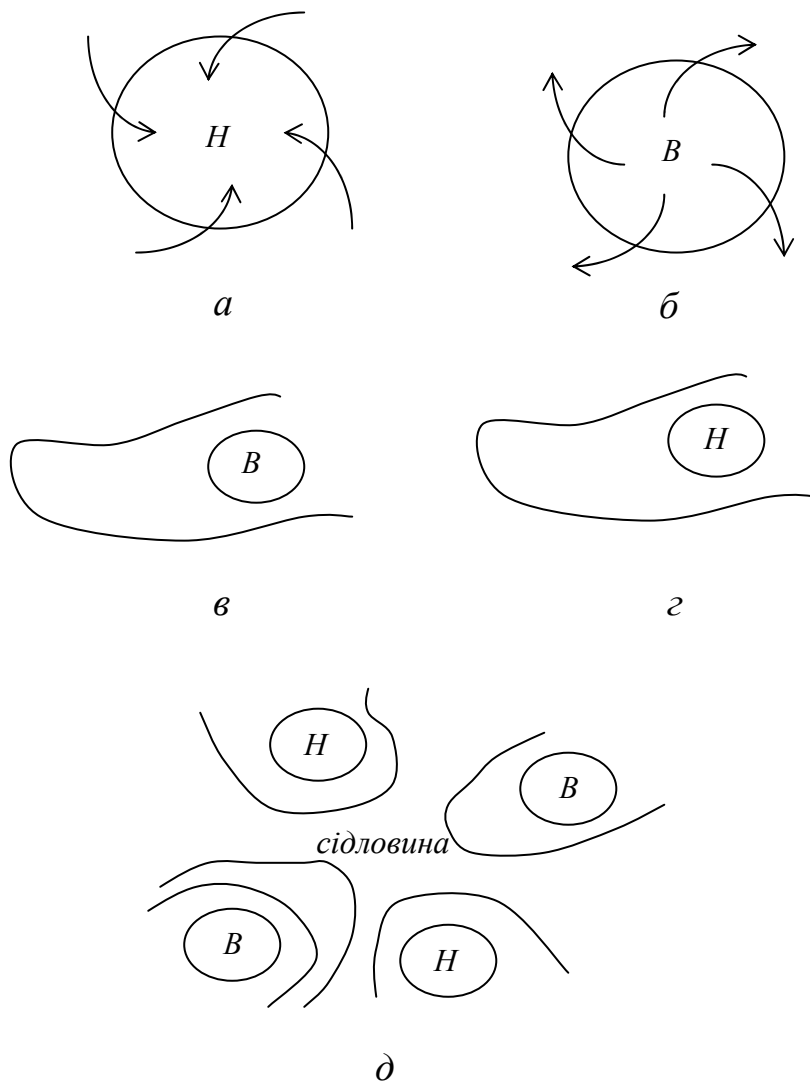
Циклон – область низького тиску, яка обмежена замкнутими

ізобарами (рис. 1.4 а). У циклоні вітер дме проти ходу годинникової стрілки у північній півкулі та за годинниковою стрілкою у південній півкулі.

Антициклон – область високого тиску, яка обмежена замкнутими ізобарами (рис. 1.4 б). В антициклоні вітер дме за годинниковою стрілкою в північній півкулі та проти ходу годинникової стрілки у південній півкулі.

Гребінь (баричний) – область або полоса підвищеного тиску без замкнутих ізобар (рис. 1.4 в).

Улоговина (барична) – область зниженого тиску з незамкнутими ізобар (рис. 1.4 г).



а – циклон, б – антициклон,
в – гребінь, г – улоговина,
д – сідловина

Рисунок 1.4 – Форми баричного рельєфу

Сідловина – область в баричному полі між двома областями низького та двома областями високого тиску, розміщених у шаховому порядку (рис. 1.4 д).

1.2 Градієнт метеорологічної величини

Метеорологічні величини змінюються у просторі і часі. Мірою зміни метеорологічної величини в просторі є градієнт цієї величини, тобто вектор, спрямований по нормалі до евіскалярної поверхні величини f в бік її зменшення. Модуль цієї величини являє собою зміну її на одиницю відстані:

$$\text{grad } f = -\frac{df}{dN},$$

де

N – нормаль до евіскалярної поверхні.

Градієнт може бути розкладений на дві складові: горизонтальну $\text{grad}_n f$ і вертикальну $\text{grad}_z f$:

$$\text{grad}_n f = -\frac{\partial f}{\partial n}$$

$$\text{grad}_z f = -\frac{\partial f}{\partial z},$$

де

n – нормаль до ізоліній величини f ,

z – вертикальна вісь.

Наприклад, вертикальний градієнт температури – це

$$\text{grad}_z T = -\frac{\partial T}{\partial z} = -\frac{T_2 - T_1}{z_2 - z_1}.$$

На практиці його позначають γ і розраховують за формулою

$$\gamma = -\frac{\partial T}{\partial z} = -\frac{T_2 - T_1}{z_2 - z_1}.$$

При визначенні вертикального градієнта будь-якої метеорологічної величини за одиницю відстані приймають 100 м.

Горизонтальний градієнт температури

$$\text{grad}_n T = -\frac{\partial T}{\partial n}$$

позначається Γ і розраховується за рівнянням

$$\Gamma = -\frac{\partial T}{\partial n} = -\frac{T_2 - T_1}{n_2 - n_1},$$

де за одиницю відстані приймається 100 км, як і для градієнтів решти метеорологічних величин.

Градієнти тиску позначаються G_z – вертикальний і G_n – горизонтальний і розраховуються за формулами відповідно:

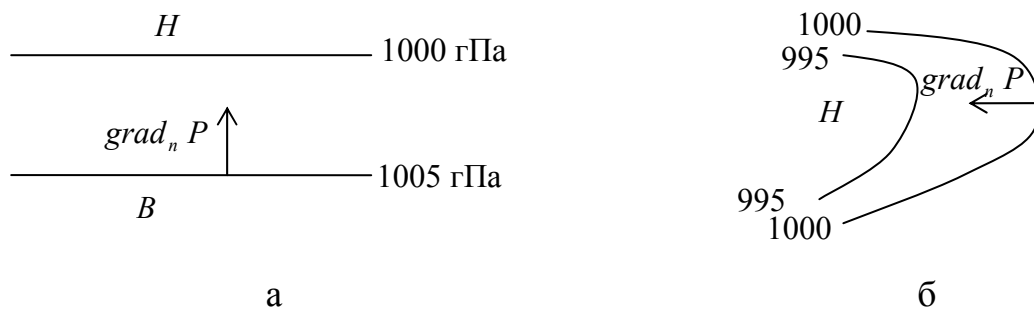
$$G_z = -\frac{\partial P}{\partial z} = -\frac{P_2 - P_1}{z_2 - z_1},$$

$$G_n = -\frac{\partial P}{\partial z} = -\frac{P_2 - P_1}{n_2 - n_1}.$$

Сукупність значень фізичної величини у точках деякого простору називається полем цієї величини.

Поверхня, в кожній точці якої атмосферний тиск має одне й те ж значення, називається ізобаричною поверхнею; ізотермічна поверхня – це поверхня однакових значень температури; ізопікнічні поверхні – поверхні однакових значень густини повітря. Криві перетину ізоперхонь з горизонтальною або вертикальною поверхнею, називаються ізолініями даної величини. Градієнт завжди спрямований перпендикулярно до ізоперхні, а його складові – перпендикулярно до відповідних ізоліній.

На рис. 1.5 показано напрямок горизонтальної складової градієнта атмосферного тиску, тобто баричного градієнта. Він спрямований по нормалі до ізобар.



а – прямолінійні ізобари,
 б – криволінійні ізобари
 Рисунок 1.5 – Напрямок баричного градієнта

Оскільки атмосферний тиск завжди зменшується з висотою, то вертикальний градієнт тиску – величина додатна. У більшості випадків такий же знак має і градієнт густини повітря. Температура повітря в атмосфері може з висотою зменшуватись, що спостерігається у більшості випадків, збільшуватись (інверсія) і залишатись незмінною (ізотермія). При зменшенні температури з висотою вертикальний градієнт додатний ($\gamma > 0$), при збільшенні – від’ємний ($\gamma < 0$), при незмінній температурі $\gamma = 0$.

1.3 Склад атмосфери

Атмосфера являє собою механічну суміш газів. Основні гази, які входять у склад повітря, поділяють на сталі складові і змінні. Основні сталі складові:

- азот N_2 – 78,084%,
- кисень O_2 – 20,946%,
- аргон Ar – 0,934%.

Частка основних газів становить майже 99,96%, на решту газів припадає всього лише 0,04% (серед них: вуглекислий газ CO_2 , неон Ne , гелій He , криптон Kr , водень H_2 , ксенон Xe , озон O_3).

Роль основних змінних складових атмосфери дуже важлива, бо вони поглинають променисту енергію, що суттєво впливає на температуру земної поверхні і атмосфери. До них належать:

- вуглекислий газ CO_2 – 0,033%,
- озон O_3 ,
- водяна пара.

Кількість вуглекислого газу в атмосфері зростає, починаючи з середини XIX століття. У 1900 р. частка CO₂ становила 0,029%, а в кінці 20-го століття – 0,033% (тобто зросла на 10 – 12%).

Вуглекислий газ надходить до атмосфери в результаті геологічних процесів, процесів горіння, гниття та дихання. Частина його поглинається рослинами, а частина розчиняється в океані.

Вуглекислий газ належить до *парникових газів* і саме його кількість залежить від антропогенної діяльності.

За один рік в атмосферу викидається $2 \cdot 10^9$ т CO₂. Якщо кількість вуглекислого газу подвоїться, то температура повітря в приземному шарі (середня річна) може зрости на 3°C, а це призведе до танення льодовиків, підвищення рівня океану та інших шкідливих впливів на природне середовище.

Водяна пара – це головний парниковий газ. Його кількість в атмосфері може змінюватись від 4% до значень, які дорівнюють майже нулю. Антропогенний вплив на кількість водяної пари у повітрі дуже незначний.

Третій газ з мінливих складових атмосфери – озон – спостерігається в шарі від земної поверхні до висоти майже 70 км, але його основна кількість (92%) зосереджена в шарі 20 – 55 км, тобто в стратосфері.

Озон суттєво впливає на склад сонячного проміння, яке доходить до земної поверхні, таким чином – на біологічні процеси на нашій планеті.

Озон в атмосфері виявили ще в 19-ому столітті. Але лише в 1930 р. Чепмен вперше дав теоретичне пояснення існуванню озону. Його пояснення стали основою фотохімічної теорії.

1.4 Утворення і руйнування озону в атмосфері

Фотохімічна теорія озону

За Чепменом озон в атмосфері утворюється при фотодисоціації молекулярного кисню O₂. Під впливом електромагнітних хвиль певної довжини він розпадається на два атоми. Атомний кисень O рекомбінує з молекулярним киснем O₂ і утворює озон O₃. Енергія дисоціації кисню становить 5,115 еВ (еВ – електрон-вольт; 1 еВ = $1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж), що відповідає енергії кванта світла з довжиною хвилі $\lambda = 242$ нм (нм – нанометр; нано = 10^{-9}).

Озон також дисоціює під дією сонячної радіації. Енергія його дисоціації становить 1,09 еВ, що відповідає енергії кванта світла з довжиною хвилі приблизно 1134 нм.

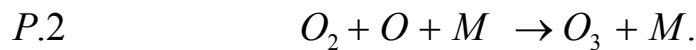
Отже, згідно з теорією Чепмена, первинною реакцією, що призводить до утворення озону O_3 , є дисоціація молекул кисню O_2 , яка відбувається при поглинанні УФ-променів Сонця. У вигляді хімічної реакції цей процес можна записати таким чином



де

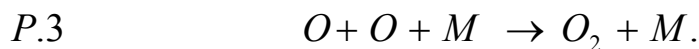
$h\nu$ – квант сонячної енергії з частотою ν ,
 h – стала Планка.

В результаті P.1 виникає атомний кисень. При співударях молекул кисню O_2 з атомами кисню, які утворились, і за участю нейтральної молекули M відбувається реакція



В результаті цієї реакції утворюються молекули озону O_3 . У якості M можуть бути молекули кисню або азоту, або будь-які інші.

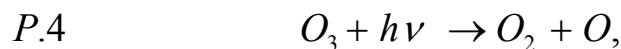
Крім P.2 може відбуватись ще одна конкуруюча реакція P.3:



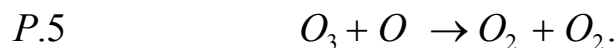
Реакція P.3 домінує на висотах, більших ніж 60 км, де концентрація атомного кисню велика, внаслідок чого велика ймовірність рекомбінацій атомів кисню.

Реакція P.2, яка веде до утворення озону, є визначальною на менших висотах (20 – 60 км). Вона є основним джерелом озону в атмосфері.

Озон руйнується як у процесі фотодисоціації



так і при зіткненні з атомами кисню



Наведені реакції відбуваються одночасно. Кількість молекул озону, яка утворюється в одиницю часу, точно відповідає кількості молекул, які руйнуються в одиничному об'ємі. Отже процес досягає рівноважного стану.

Якщо врахувати наведені п'ять реакцій, то рівняння швидкості зміни кількості атомного кисню O (P.1), молекулярного кисню O₂ (P.3), озону O₃ (P.2) будуть:

$$\frac{dN_O}{dt} = 2j_{O_2}N_{O_2} + j_{O_3}N_{O_3} - k_2N_{O_2}N_O N - 2k_1N_O^2N - k_3N_{O_3}N_O;$$

$$\frac{dN_{O_2}}{dt} = j_{O_3}N_{O_3} + k_1N_O^2N + 2k_3N_{O_3}N_O - j_{O_2}N_{O_2} - k_2N_{O_2}N_O N;$$

$$\frac{dN_{O_3}}{dt} = k_2N_{O_2}N_O N - j_{O_3}N_{O_3} - k_3N_{O_3}N_O,$$

де

$$\frac{dN_O}{dt} \text{ – швидкість зміни кількості атомного кисню;}$$

$$\frac{dN_{O_2}}{dt} \text{ – швидкість зміни кількості молекул кисню;}$$

$$\frac{dN_{O_3}}{dt} \text{ – швидкість зміни кількості молекул озону;}$$

N_O – кількість атомів кисню;

N_{O_2} – кількість молекул кисню;

N_{O_3} – кількість молекул озону;

N – кількість нейтральних молекул M;

j_{O_2} – поглинута кількість квантів енергії при дисоціації одної молекули O₂ за 1 секунду;

j_{O_3} – поглинута кількість квантів енергії при дисоціації 1 молекули озону O₃ за 1 секунду;

N_O^2 – кількість пар атомів кисню, які беруть участь в реакції.

У першому доданку рівняння швидкості зміни кількості атомного кисню присутній множник „2”, тому що в реакції P.1 виникає 2 атоми кисню. Третій, четвертий та п'ятий доданки мають від'ємний знак, тому що в реакціях P.3, P.2, P.5, з яких їх дістали, атомний кисень зникає.

В останньому з наведених рівнянь перший, другий та третій доданки дістали з реакцій P.4, P.3, P.5 відповідно. Доданки четвертий та п'ятий визначено з реакцій P.1 і P.2 – це від'ємна частина рівняння.

Коефіцієнти реакції мають такі розмірності:

$$[k_1] = \text{см}^6 \text{с}^{-1}, \quad [k_2] = \text{см}^6 \text{с}^{-1}, \quad [k_3] = \text{см}^3 \text{с}^{-1}.$$

Фотохімічна рівновага настає тоді, коли $dN_O = N_{O_3} = 0$, а за цієї умови зберігається концентрація озону в атмосфері.

Одиниці вимірювання озону

Вміст озону в атмосфері найчастіше характеризують наступними величинами:

- загальний вміст озону (ЗВО; або зведена товщина шару озону), яка зводиться до нормального тиску $P = 1013$ гПа за нормальної температури $t = 0^\circ\text{C}$. Ця величина вимірюється в атмосферо-сантиметрах (атм-см) або міліатмосферо-сантиметрах (матм-см). Фізичне тлумачення цієї величини і є товщина шару, який би озон утворив в разі зведення до нормальних тиску і температури. Останнім часом для вимірювання ЗВО використовується одиниця Добсона, яка позначається як О.Д. і дорівнює 1 матм-см. Середня товщина озонового шару становить 0,3 матм-см або 300 О.Д., хоча вона може коливатись від 100 до 600 О.Д.
- парціальний тиск озону P_{O_3} – тиск, який здійснив би озон, якщо займав би об'єм суміші газів лише він один, за умови сталої температури; вимірюється в міліпаскалях мПа.
- густина озону ρ_{O_3} – маса озону в одиниці об'єму повітря; вимірюється в мікрограмах на метр кубічний – мкг/м³ (мікро = 10⁻⁶).
- масова частка озону – відношення маси озону до маси повітря у даному об'ємі. Одиниці вимірювання – г/кг або ‰.

Вертикальний розподіл озону в атмосфері

Озон утворюється в основному вище 25 км. У більш низькі шари озон надходить через турбулентне перемішування і вертикальні рухи. На рис. 1.5 зображено змінювання з висотою однієї з характеристик кількості озону.

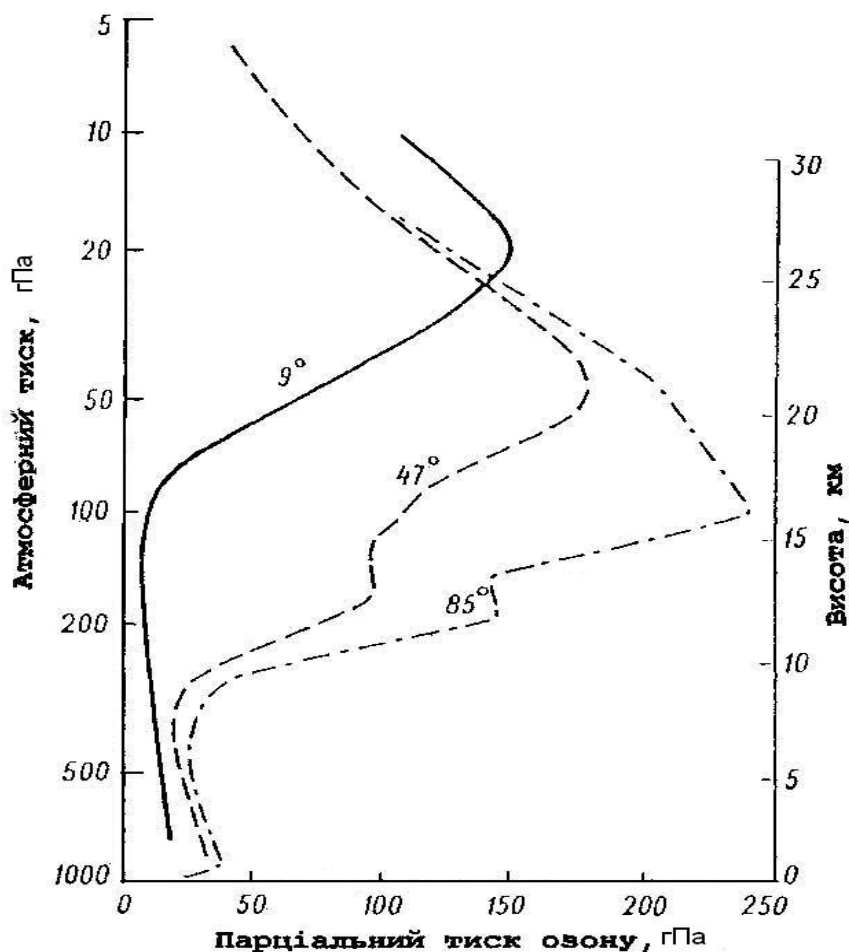


Рисунок 1.5 – Середній вертикальний розподіл парціального тиску озону в низьких (9°), середніх (47°) і високих (85°) широтах

У різних широтах вертикальний розподіл озону характеризується спочатку зростанням до деякої висоти, а потім – зменшенням. Проте, максимального свого значення він сягає на різних висотах: у полярних широтах максимум озону – на висотах 15 – 16 км, помірних широтах – 20 – 22 км, низьких широтах – 20 – 25 км. З висоти 30 – 35 км кількість озону зменшується.

Горизонтальний розподіл озону

Географічний розподіл загального вмісту озону залежить від широти місця та пори року. На рис. 1.6 показано розподіл загального вмісту озону ЗВО протягом року в залежності від широти.

В межах 30° пн. ш. – 30° пд. ш. – область малого загального вмісту озону (приблизно 260 О.Д.). Протягом року змінювання його незначне.

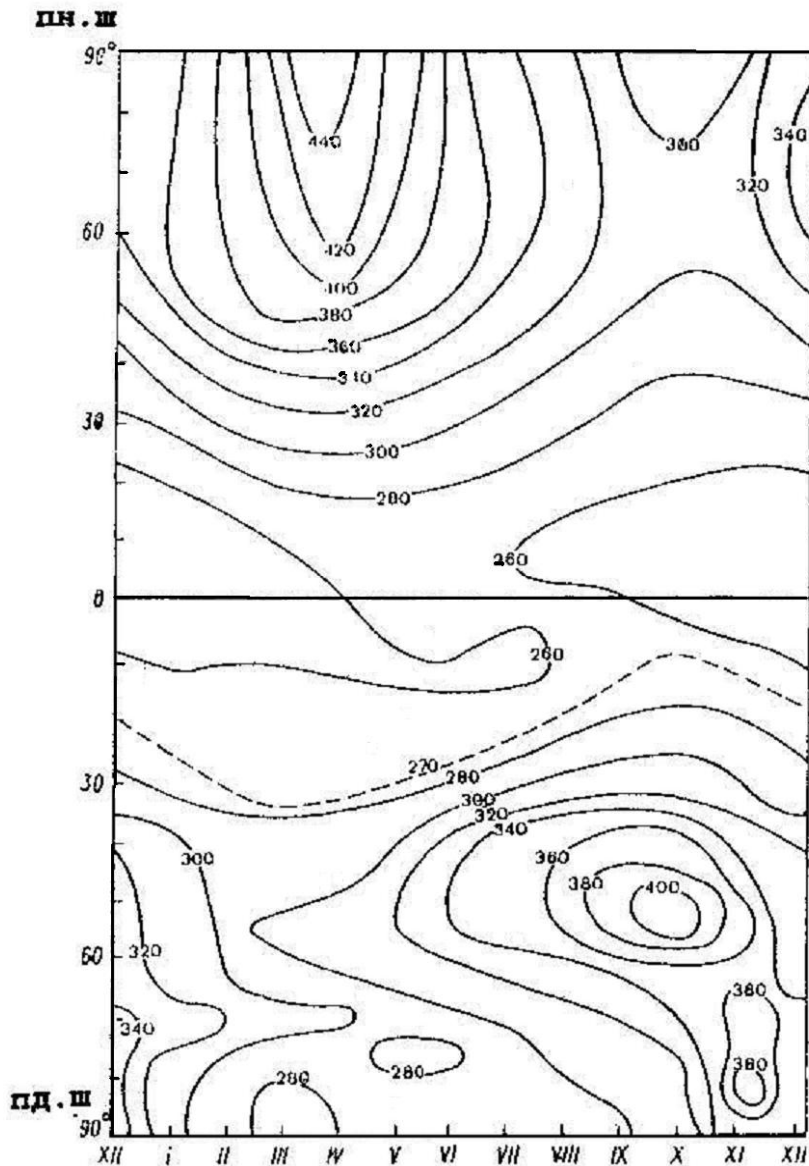


Рисунок 1.6 – Змінювання ЗВО (в О.Д.) протягом року в різних широтах обох півкуль

На південь від цих широт загальний вміст озону зростає і на широтах $50 - 60^\circ$ пд. ш. становить 360 О.Д. На північ – ЗВО теж зростає і на широтах $60 - 70^\circ$ пн. ш. становить 430 О.Д.

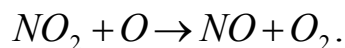
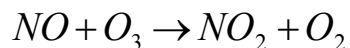
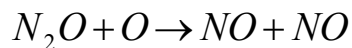
Абсолютний максимум загального вмісту озону – 720 О.Д. спостерігається на о. Кергелен. Абсолютний мінімум – 68 О.Д. – в Антарктиді.

У річному ході максимум ЗВО в північній півкулі – у весняні місяці, а в південній півкулі – в осінні місяці.

Основні причини руйнування озону

Крім наведених реакцій кисневого циклу (частка його у загальному руйнуванні стратосферного озону – 17%), в якому дві останні реакції характеризують руйнування озону, існують ще:

- азотний цикл руйнування озону (таким чином руйнується приблизно 70%):



- хлорний цикл руйнування озону (на нього припадає приблизно 11%);
- водневий цикл руйнування озону.

Крім того, озон руйнують ще і фреони – це речовини виробництва хімічної промисловості. Фреони використовують як розпилювач в холодильниках і кондиціонерах, тобто вони містяться в холодильниках, аерозольних упаковках тощо.

До цієї пори нема єдиної думки з приводу причини виникнення так званих озонових дірок в Антарктиді і в останні десятиліття в Арктиці. Озонова дірка – це область, де різко зменшується концентрація озону. Одні дослідники вважають, що причина появи озонових дірок – суто антропогенна діяльність, інші – що не тільки вона.

1. 5 Рівняння стану атмосферного повітря

Як відомо з курсу фізики, стан кожного газу характеризується трьома параметрами: температурою T , атмосферним тиском P , густиною ρ (або питомим об'ємом). Ці величини зв'язані між собою рівнянням Клапейрона-Менделєєва. Воно виконується для так званих «ідеальних газів». Ідеальний газ – це умовний газ, у якому нема сил зчеплення між молекулами, а власне молекули – це точки, які не мають об'єму.

Для кожного газу існує своя критична температура $T_{кр}$. Якщо $T_{газу} > T_{кр}$, то газ не можна перевести у рідкий чи твердий стан ні за якого тиску P , тобто в цьому випадку він може бути тільки у газоподібному стані, тобто такий газ може бути віднесений до ідеального. Критичні температури основних атмосферних газів:

газ	N_2	Ar	O_2	CO_2	H_2O
$T_{кр}$	-147	-122	-119	31	374.

Звідси випливає, що $T_{кр}$ всіх газів атмосфери, окрім вуглекислого газу CO_2 і води H_2O , нижчі за температури, які спостерігаються в атмосфері і вони підпорядковуються законам ідеальних газів. $T_{кр} CO_2$ перевищує звичайні температури повітря, але цей газ має малий парціальний тиск і не може перейти до стану насичення, тому його в атмосфері теж можна вважати ідеальним газом.

Рівняння стану сухого повітря

Якщо в атмосферне повітря не входить водяна пара, то його можна назвати сухим повітрям, тобто ідеальним газом. Рівняння Менделєєва-Клапейрона справедливе саме для ідеальних газів і воно має такий вигляд:

$$P V = R_c T,$$

де

$$V - \text{питомий об'єм} - V = \frac{1}{\rho};$$

$$R_c = \frac{R^*}{\mu_c}; \quad R_c - \text{питома газова стала для сухого повітря}; \quad R^* -$$

універсальна газова стала; μ_c – молярна маса сухого повітря;

$$R^* = 8.31 \cdot 10^3 \text{ Дж}/(\text{Кмоль} \cdot \text{К}); \quad \mu_c = 28,96 \text{ кг} / \text{Кмоль};$$

$$R_c = \frac{8.31 \cdot 10^3}{28.98} = 287 \text{ Дж}/(\text{Кмоль} \cdot \text{К}).$$

Задача визначення V в атмосфері складна, тому перейдемо від V до ρ і запишемо рівняння стану для сухого повітря у такій формі:

$$P = \rho R_c T,$$

де

ρ – густина сухого повітря.

Рівняння стану водяної пари

Водяна пара, взагалі кажучи, не є ідеальним газом. Але, як показали експериментальні дослідження, при температурах від -40° до 40°C фізичні властивості водяної пари мало відрізняються від властивостей ідеального газу. Тому для неї можна записати рівняння стану

$$eV_n = R_n T,$$

$$R_n = \frac{8.31 \cdot 10^3}{18.02} = 461 \text{ Дж/(кг К)}, \text{ тому що } \mu_n = 18,02 \text{ кг / Кмоль}$$

Рівняння стану водяної пари можна надати у такому вигляді:

$$e = \rho_n R_n T.$$

З наведених даних видно, що $\mu_c > \mu_n$, тому водяна пара легша ніж сухе повітря ($\rho_c > \rho_n$).

Рівняння стану вологого повітря

Виділимо в атмосфері 1 г вологого повітря. Нехай в ньому міститься S г водяної пари і $(1 - S)$ г сухого повітря.

Позначимо через V_n , V_c і V відповідно питомі об'єми водяної пари, сухого і вологого повітря. Питомі об'єми водяної пари і сухого повітря відповідно дорівнюють

$$V_n = \frac{V}{S}, \quad V_c = \frac{V}{(1-S)}.$$

Рівняння стану сухої частини повітря має вид

$$(P - e) V_c = R_c T.$$

Знайдемо відношення газових сталих

$$\frac{R_n}{R_c} = \frac{\mu_c}{\mu_n} = \frac{28,96}{18,02} = 1,608$$

або

$$R_n = 1,608 R_c.$$

Підставимо в рівняння стану водяної пари і рівняння стану сухого повітря значення питомих об'ємів і питомої газової сталої водяної пари:

$$e \frac{V}{S} = 1,608 R_c T \quad \Rightarrow \quad eV = 1,608 R_c S T$$

$$(P - e) \frac{V}{1 - S} = R_c T \quad \Rightarrow \quad (P - e) V = R_c (1 - S) T.$$

Додамо ці останні два рівняння, дістанемо рівняння стану вологого повітря

$$P V = R_c T \underbrace{(1 + 0,608 S)}_{T_V}$$

$T_V = T(1 + 0,608 S)$ – віртуальна температура.

Тоді

$$P V = R_c T_V$$

– рівняння стану вологого повітря.

Віртуальна температура T_V – температура, яку буде мати сухе повітря, коли його густина дорівнює густині вологого повітря. $\rho_{\text{вологого повітря}} > \rho_{\text{сухого повітря}}$ за однакових значень температури T і тиску P , тому що у склад вологого повітря входить легша порівняно з сухим повітрям водяна пара, яка витісняє частку сухого повітря. Віртуальна температура T_V завжди більша за звичайну температуру T .

У подальшому індекс „с” біля R ставити не будемо, але будемо під R розуміти R_c .

2 СТАТИКА АТМОСФЕРИ

Статика атмосфери – це розділ метеорології, який вивчає розподіл з висотою атмосферного тиску і густини повітря за умови, коли атмосфера знаходиться у стані спокою відносно Землі. У нерухомій атмосфері діють дві основні сили – це сила тяжіння та сила атмосферного тиску. У метеорології всі сили розраховуються для одиниці маси, тобто якщо за другим законом Ньютона $F = ma$, то при $m = 1$ сила F чисельно дорівнює прискоренню a . Через це сила тяжіння в атмосфері дорівнює прискоренню вільного падіння g і завжди спрямована по вертикалі вниз. Як відомо, ця величина залежить від широти місця і висоти над рівнем моря. Ця залежність g враховується при зведенні атмосферного тиску до рівня моря, а також при розв'язанні питань, що стосуються фізичних процесів, які відбуваються на великих висотах. За умови статичного стану атмосфери горизонтальна складова градієнта тиску дорівнює нулю, а вертикальна складова завжди відрізняється від нуля і спрямована по вертикалі угору. Якщо сила g дорівнює силі вертикальної складової градієнта тиску G_z , то атмосфера знаходиться в стані нерухомості.

2.1 Основне рівняння статички

Основне рівняння статички – це рівняння, яке визначає залежність атмосферного тиску від висоти над рівнем моря за умови що атмосфера знаходиться в стані спокою. Як відомо, тиск – це сила віднесена до одиниці площини. Власне тиск – це скаляр, а сила – векторна величина. Величина сили атмосферного тиску визначається вагою стовпа повітря одиничного поперечного перерізу розташованого вище заданого рівня, тобто висотою стовпа від заданого рівня до верхньої межі атмосфери. Оскільки стовп повітря в поперечці становить 1 м^2 , його об'єм чисельно дорівнює його висоті.

Виділимо в атмосфері шар повітря товщиною dz (рис. 2.1). Висота нижньої межі шару z , а верхньої – $z + dz$. Атмосферний тиск на цих поверхнях відповідно позначимо через P і $P + dP$.

Нехай густина повітря у цьому шарі дорівнює ρ . Тоді dP – різниця між значеннями тиску на верхньому і нижньому рівнях, тобто змінювання тиску в шарі dz по модулю, буде дорівнювати

$$dP = g \rho dz .$$

Через те, що висота стовпа повітря над верхньою межею шару на dz менша за аналогічну величину над нижньою межею, то dP буде

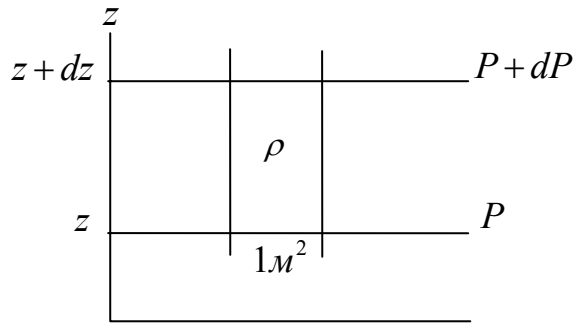


Рисунок 2.1 – До виводу основного рівняння статички

менше нуля, тобто

$$-dP = g\rho dz.$$

Це і є основне рівняння статички. Якщо розділити ліву і праву частини цього рівняння на dz , то

$$-\frac{dP}{dz} = g\rho,$$

де

$-\frac{dP}{dz} = G_z$ – вертикальна складова градієнта тиску. Оскільки горизонтальна складова градієнта тиску $G_n = 0$ (у випадку статичної рівноваги), повний градієнт тиску дорівнює його вертикальній складовій $G_z = G$.

Таким чином, основне рівняння статички фізично виражає собою рівновагу двох сил (у стані спокою) сили тиску і сили тяжіння.

З основного рівняння статички можна зробити три важливих висновки:

1. Тиск завжди зменшується з висотою.
2. Атмосферний тиск або тиск повітря на кожному рівні дорівнює вазі стовпа повітря одиничного поперечного перерізу і висотою від даного рівня до верхньої межі атмосфери. Це стає зрозумілим, якщо проінтегрувати рівняння статички:

$$\int_P^0 -dP = \int_z^{z_a} g\rho dz = Q \Rightarrow P = Q,$$

тобто вважається, що на верхній межі атмосфери z_a тиск $P = 0$ (верхня межа інтегрування), а Q – вага стовпа атмосфери від даного

рівня z до верхньої межі атмосфери з одиничним поперечним перерізом.

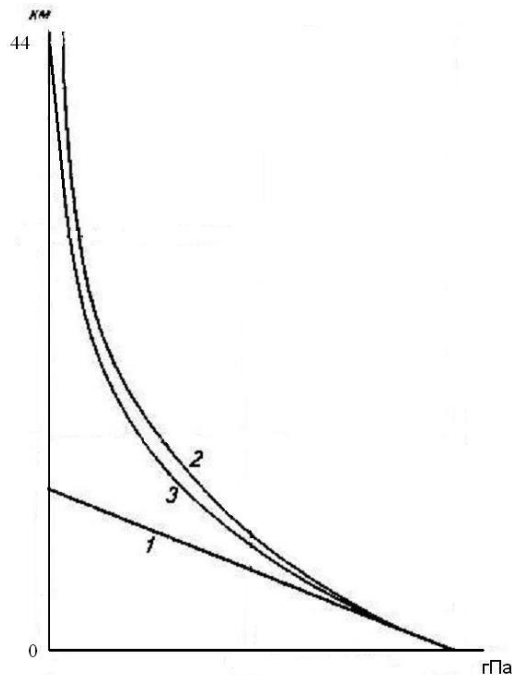
3. Чим вище рівень z , тим менше зменшується тиск при підйомі на одну й ту ж висоту dz .

Є три варіанти розв'язання основного рівняння статки:

- $\rho = \text{const}$,
- $T = \text{const}$,
- $\gamma = \text{const}$, тобто вважається, що температура з висотою змінюється за лінійним законом $T = T_0 - \gamma z$.

Розв'язання основного рівняння статки на основі цих спрощень називаються *барометричними формулами*. Перший варіант розв'язання основного рівняння статки $\rho = \text{const}$ дає поняття однорідної атмосфери. Якщо $T = \text{const}$ – це ізотермічна атмосфера, коли $\gamma = \text{const}$ – атмосфера називається політропною.

В однорідній атмосфері тиск змінюється за лінійним законом, тобто атмосферний тиск з висотою зменшується рівномірно. В ізотермічній атмосфері закон зменшення атмосферного тиску з висотою експоненціальний, тобто тиск зменшується повільніше, ніж в однорідній атмосфері. В політропній атмосфері тиск зменшується за степеневим законом. На рисунку 2.2 наведено криві змінювання тиску з висотою для всіх трьох згаданих випадків.



- 1 – однорідній;
- 2 – ізотермічний;
- 3 – політропний

Рисунок 2.2 – Змінювання тиску в атмосфері

З наведеного рисунка видно, що атмосферний тиск найшвидше зменшується з висотою в однорідній атмосфері, а найповільніше – в ізотермічній. Але ближче до реального вертикального розподілу зміна тиску в політропній атмосфері.

2. 2 Формула Бабіне та її фізичний аналіз

Для розв'язання практичних задач не лише метеорології, а і в деяких інших випадках часто використовується формула Бабіне.

Запишемо основне рівняння статички в кінцевих різницях:

$$\Delta P = - g \rho \Delta z .$$

З врахуванням виразу для густини повітря наведене рівняння набуде вигляду:

$$\Delta P = \frac{P}{RT} g \Delta z .$$

Звідси

$$\Delta z = \frac{\Delta P R T}{P g} ,$$

де

$$\Delta P = P_1 - P_2 , \quad P = \frac{P_1 + P_2}{2} , \quad \Delta z = z_2 - z_1 .$$

Якщо $\rho = \text{const}$, а $T_0 = 273\text{K}$, то $\Delta z = H_0$. З основного рівняння статички і рівняння стану випливає, що

$$H_0 = \frac{R_c T_0}{g} = \frac{287 \cdot 273}{9,81} = 7990 \approx 8000 \text{ м} .$$

Якщо температура відрізняється від T_0 , то перевищення z_2 над z_1 може бути розрахованим з рівняння:

$$z_2 - z_1 = \frac{2(P_1 - P_2) R T_0 (1 + \alpha \bar{t})}{(P_1 + P_2) g}$$

або

$$z_2 - z_1 = \frac{2H_0(1 + \alpha \bar{t})(P_1 - P_2)}{(P_1 + P_2)} -$$

це і є формула Бабіне. Її можна застосовувати лише до висоти 500 м.

Барична або барометрична ступінь

Змінювання атмосферного тиску з висотою можна характеризувати величиною баричної або барометричної ступені, якщо не потрібна велика точність.

Барометрична ступінь – це висота, на яку треба піднятись або спуститись, щоб тиск змінився на 1 гПа, тобто

$$h = -\frac{\Delta z}{\Delta P}.$$

Запишемо це рівняння у граничному вигляді і перетворимо його з врахуванням основного рівняння статики та його розв'язання для однорідної атмосфери:

$$h = -\frac{dz}{dP} = \frac{1}{\rho g} = \frac{RT}{Pg} = \frac{H_0(1 + \alpha t)}{P}.$$

Якщо $t = 0^\circ\text{C}$, то $h = \frac{H_0}{P} = 8 \text{ м/гПа}$, тобто треба піднятись або спуститись на 8 м, щоб атмосферний тиск змінився на 1 гПа. Барометрична ступінь залежить від температури повітря: якщо температура зростає, то h збільшується. Зі зростанням висоти тиск зменшується, а барометрична ступінь збільшується.

Вертикальний баричний градієнт

Вертикальний баричний градієнт (або вертикальна складова градієнта тиску) – це величина, зворотна до баричної ступені. Вона характеризує змінювання тиску при підйомі на одиницю висоти. Позначимо вертикальний баричний градієнт через G_z

$$G_z = -\frac{\partial P}{dz} \quad \text{або}$$

$$-\frac{\partial P}{dz} = \rho g.$$

Відомо, що $\rho = 1.29 \text{ кг/м}^3$, $g = 9.81 \text{ м/с}^2$, тоді

$$G_z = 1.29 \cdot 9.81 = 12.5 \text{ гПа/100 м.}$$

Основні задачі статики

На основі барометричних формул можна розв'язати основні задачі статики:

- Барометричне нивелювання (або перевищення одного рівня над іншим). Для цього потрібно знати температуру t_1 і тиск P_1 на нижньому рівні z_1 та температуру t_2 і тиск P_2 на верхньому рівні z_2 . Температура вважається такою, що дорівнює середній температурі шару \bar{t} , тобто $\bar{t} = \frac{t_1 + t_2}{2}$.
- Зведення тиску до рівня моря (для станцій, які розташовані на висоті не вище 500 м) при віртуальній температурі. Для цього треба знати: висоту станції над рівнем моря Δz , тиск P_2 на верхньому рівні z_2 і середню температуру шару \bar{t} .
- Визначення атмосферного тиску на заданій висоті P_2 . Для розв'язання цієї задачі треба знати: температуру t_1 і тиск P_1 на нижньому рівні z_1 та температуру t_2 на верхньому рівні.
- Визначення середньої температури шару \bar{t} , якщо відомі товщина шару Δz і тиск на нижньому P_1 і верхньому P_2 шарах.

3 ТЕРМОДИНАМІКА АТМОСФЕРИ

Термодинаміка атмосфери – розділ метеорології, який вивчає процеси, що відбуваються в атмосфері під впливом надходження тепла, і перетворення одних видів енергії в інші.

3.1 Перший принцип термодинаміки в атмосфері

У термодинаміці атмосфери найширше використовуються висновки, які випливають з першого принципу термодинаміки або закону збереження енергії. Цей закон – один з найважливіших законів природи. Найбільш стисло його можна сформулювати так: неможливе виникнення або знищення енергії, можливий лише перехід одних видів енергії в інші.

Запишемо рівняння першого принципу термодинаміки для ідеального газу:

$$dq = c_v dT + Pdv,$$

де

dq – кількості тепла, яка надійшла до частки повітря за нескінченно малий проміжок часу;

c_v – питома теплоємність за умови сталого об'єму;

dT – змінювання температури повітря;

P – атмосферний тиск;

dv – змінювання об'єму.

Наведене рівняння показує, що та кількість тепла, яка надійшла до частки повітря йде на зростання запасу її внутрішньої енергії (перший доданок) і на роботу проти сил тиску (другий доданок).

Оскільки, об'єм не є метеорологічною величиною (його дуже складно вимірювати в атмосфері), проведемо заміну в рівнянні першого принципу термодинаміки.

Згадаємо рівняння стану ідеального газу

$$Pv = RT,$$

де

$R = R_c$, R_c – питома газова стала для сухого повітря.

Далі диференціюємо це рівняння:

$$Pdv + vdP = RdT. \quad \rightarrow \quad Pdv = RdT - vdP$$

$$dq = c_v dT + R dT - v dP$$

$$dq = dT(c_v + R) - v dP$$

Припустимо, що процес ізобаричний: $dP = 0$,
тоді

$$dq = (c_v + R) dT.$$

Відомо, що $c_v + R = c_p$ – рівняння Майєра.

З врахуванням рівняння Майєра:

$$dq = c_p dT.$$

З рівняння Майєра: $c_p - c_v = R$,
тоді

$$dq = c_p dT - v dP.$$

З рівняння стану:

$$v = \frac{RT}{P},$$

тоді

$$dq = c_p dT - RT \frac{dP}{P}.$$

Останнє рівняння, яке дістали, і є перший принцип термодинаміки для метеорології. Значення основних констант:

$$\frac{c_p}{c_v} = \kappa = 1.40; \quad c_p = 1006 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}; \quad c_v = 719 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}; \quad R = 287 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}.$$

3.2 Адіабатичні процеси

Термодинамічний процес називається *адіабатичним*, якщо він відбувається без теплообміну з навколишнім середовищем, тобто $dq = 0$. Якщо такий процес відбувається в сухому повітрі (без водяної пари) або

вологому ненасиченому повітрі, то його називають *сухоадіабатичним процесом*.

Розглянемо як змінюється тиск і температура частки сухого повітря одиничної маси, яка піднімається (або опускається) в оточуючому повітрі при адіабатичному процесі. Для цього запишемо перший принцип термодинаміки для сухоадіабатичного процесу:

$$c_p dT = RT \frac{dP}{P}.$$

Виділимо в атмосфері частку сухого повітря одиничної маси. Всі наступні міркування будемо вести саме для неї, позначивши метеорологічні величини індексом i . Встановимо зв'язок між P_i і T_i (тиск і температура частки на деякій висоті) з одного боку та P_{i0} і T_{i0} (тиск і температура частки біля земної поверхні) – з іншого. Для цього проінтегруємо останнє рівняння, розділивши спочатку змінні

$$\int_{T_{i0}}^{T_i} \frac{dT}{T} = \frac{R}{c_p} \int_{P_{i0}}^{P_i} \frac{dP}{P}$$

$$\ln \frac{T_i}{T_{i0}} = \frac{R}{c_p} \ln \frac{P_i}{P_{i0}}.$$

Пропотенціюємо цей вираз і дістанемо:

$$\frac{T_i}{T_{i0}} = \left(\frac{P_i}{P_{i0}} \right)^{\frac{R}{c_p}}.$$

У реальній атмосфері тиск частки завжди дорівнює тиску оточуючого її повітря, тобто $P_i = P$, тоді

$$\frac{T_i}{T_{i0}} = \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{R}{c_p}}.$$

Це рівняння – рівняння Пуассона або рівняння сухої адіабати, або кривої стану сухої повітряної частки. *Суха адіабата* – лінія, яка показує як при адіабатичному підйомі змінюється температура частки сухого повітря.

3.3 Сухоадіабатичний градієнт

Вертикальний градієнт температури у середовищі, яке оточує індивідуальну частку – $\gamma = -\frac{dT}{dz}$. Він може бути додатним ($\gamma > 0$), дорівнювати нулю ($\gamma = 0$) і бути від'ємним ($\gamma < 0$).

З'ясуємо як змінюється температура частки сухого повітря, що підіймається адіабатично. Для цього запишемо перший принцип термодинаміки для частки сухого повітря:

$$c_p dT_i = RT_i \frac{dP_i}{P_i}.$$

Запишемо для неї основне рівняння статки:

$$dP_i = -\rho_i g dz$$

і вираз для густини цього повітря: $\rho_i = \frac{P_i}{RT_i}$.

З врахуванням наведених виразів перший принцип термодинаміки набуде вигляду:

$$c_p dT_i = -\frac{RT_i P_i g dz}{P_i RT_i}.$$

Якщо скоротити цей вираз і розділити всі його члени на $c_p dz$, то дістанемо

$$-\frac{dT_i}{dz} = \frac{g}{c_p},$$

тобто

$$-\frac{dT_i}{dz} = \gamma_a,$$

а

$$\gamma_a = \frac{g}{c_p},$$

де

γ_a - сухоадіабатичний градієнт.

Розрахуємо чисельне значення сухоадіабатичного градієнта:

$$\gamma_a = \frac{g}{c_p} = \frac{9.81}{1006} \left[\frac{\frac{\text{м}}{\text{с}^2}}{\frac{\text{Дж}}{\text{кг}^\circ\text{К}}} \right] = 0.0098 \text{ К/м} = 0.98 \text{ К/100м}.$$

На практиці вважають, що $\gamma_a = 1\text{К/100м}$. Оскільки g і c_p сталі величини, то γ_a також є сталою величиною.

3.4 Потенціальна температура

Потенціальна температура Θ - температура, яку буде мати сухе повітря, якщо його адіабатично привести до рівня $P = 1000$ гПа.

Математичний вираз для потенціальної температури дістанемо з рівняння Пуассона

$$\frac{T_i}{T_{i0}} = \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{R}{c_p}}.$$

Якщо $\Theta = T_0$, $P_0 = 1000$ гПа, то

$$\Theta = T \left(\frac{1000}{P} \right)^{\frac{R}{c_p}}.$$

Неважко дістати наближений вираз для Θ . Оскільки при зниженні на кожні 100 м частка нагрівається на 1°C , то коли тиск на поверхні землі $P_0 = 1000$ гПа, тоді

$$\Theta = T_i + \frac{z}{100}.$$

Якщо $P_0 \neq 1000$ гПа, то

$$\Theta = T_i + \frac{z}{100} + \frac{1000 - P_0}{12.5},$$

де 12,5 – значення вертикального градієнту тиску при стандартних умовах.

За допомогою потенціальної температури можна порівнювати стан повітряних мас, які розташовані на різних висотах.

Основна властивість потенціальної температури

Потенціальна температура при сухоадіабатичних переміщеннях не змінюється, тобто залишається сталою. Доведемо це.

Прологарифмуємо вираз для потенціальної температури

$$\ln \Theta = \ln T + \frac{R}{c_p} \ln 1000 - \frac{R}{c_p} \ln P.$$

Продиференціюємо цей вираз

$$\frac{d\Theta}{\Theta} = \frac{dT}{T} - \frac{R}{c_p} \frac{dP}{P}.$$

Згадаємо вираз для $\frac{dT}{T}$, який дістали при виводі рівняння Пуассона (після того, як розділили змінні перед інтегруванням першого принципу термодинаміки): $\frac{dT}{T} = \frac{R}{c_p} \frac{dP}{P}$, тоді $\frac{d\Theta}{\Theta} = 0$.

Оскільки Θ в атмосфері не може дорівнювати нулю, нулю може дорівнювати лише $d\Theta$, а це означає, що $\Theta = \text{const}$.

Тепер розглянемо, як може змінюватись потенціальна температура з висотою в оточуючому повітрі.

Запишемо формулу потенціальної температури

$$\Theta = T \left(\frac{1000}{P} \right)^{\frac{R}{c_p}}.$$

Прологарифмуємо її:

$$\ln \Theta = \ln T + \frac{R}{c_p} \ln 1000 - \frac{R}{c_p} \ln P.$$

Візьмемо похідну по z від цього співвідношення

$$\frac{1}{\Theta} \frac{d\Theta}{dz} = \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} + \frac{R}{c_p} \frac{1}{P} \frac{dP}{dz}.$$

З врахування основного рівняння статки і рівняння стану атмосфери останній вираз набуде вигляду:

$$\frac{1}{\Theta} \frac{d\Theta}{dz} = \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} + \frac{R}{c_p} \frac{1}{P} \frac{Pg}{RT},$$

а після скорочення –

$$\frac{1}{\Theta} \frac{d\Theta}{dz} = \frac{1}{T} \left(\frac{dT}{dz} + \frac{g}{c_p} \right).$$

$\frac{d\Theta}{dz}$ – вертикальний градієнт потенціальної температури, а $-\frac{dT}{dz} = \gamma$; $\frac{g}{c_p} = \gamma_a$. Тоді остаточний вираз для вертикального градієнта приймає вигляд:

$$\frac{d\Theta}{dz} = \frac{\Theta}{T} (\gamma_a - \gamma).$$

Якщо $\gamma < \gamma_a$ (стратифікація стійка за методом частки), то $\frac{d\Theta}{dz} > 0$ - стратифікація теж стійка. Якщо $\gamma = \gamma_a$ (стратифікація нейтральна за методом частки), то $\frac{d\Theta}{dz} = 0$ – стратифікація нейтральна. Якщо $\gamma > \gamma_a$ (стратифікація нестійка за методом частки), то $\frac{d\Theta}{dz} < 0$ – стратифікація нестійка. Якщо потенціальна температура з висотою зростає, тобто і за методом частки, і за змінюванням потенціальної температури з висотою, висновок той же. Тепле повітря розташоване зверху, а холодне – знизу, – стратифікація стійка, якщо навпаки – нестійка.

Потенціальна температура – консервативна характеристика тепловмісту в сухому ненасиченому повітрі.

3.5 Типи температурної стратифікації за методом частки

Температурна стратифікація – розшарування за признаком зміни температури в шарах атмосфери. Крива стратифікації – крива, яка

характеризує вертикальний розподіл температури нерухомого повітря в атмосфері.

Стратифікація може бути:

- стійка
- нестійка
- нейтральна.

Стійка стратифікації перешкоджає розвитку вертикальних рухів в атмосфері. Нестійка стратифікація сприяє розвитку вертикальних рухів в атмосфері. Нейтральна – не впливає на розвиток вертикальних рухів.

На частку в атмосфері по осі z діють дві сили: сила тяжіння $\rho_i g$ і сила Архимеда ρg . Сила Архимеда спрямована по вертикалі вгору, а сила тяжіння спрямована по вертикалі вниз. Результируюча цих сил – це сила пливучості $g(\rho - \rho_i)$. Вона спрямована вгору, якщо $\rho > \rho_i$ і вниз, якщо $\rho < \rho_i$. Під впливом сили пливучості частка дістає прискорення:

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = g \frac{\rho - \rho_i}{\rho_i} = g \frac{T_i - T}{T}.$$

Прискорення додатне ($\frac{d^2 z}{dt^2} > 0$), коли $T_i > T$ і від'ємне ($\frac{d^2 z}{dt^2} < 0$) - за умови $T_i < T$.

Розглянемо особливості на прикладах (рисунки 3.1 – 3.3).

Приклад 1. $\gamma < \gamma_a$ (стійка стратифікація)

Уявімо собі частку сухого повітря на рівні 500 м, яка має таку ж температуру, як і навколишнє повітря ($t = 10^\circ \text{C}$). Ця частка знаходиться у рівновазі. Нехай під впливом якогось імпульсу повітряна частка вийшла із стану рівноваги і піднялась адіабатично до рівня 1000 м. При підйомі температура частки буде змінюватись по сухій адіабаті, а температура оточуючого її повітря – по кривій стратифікації. Частка охолоджується на $\gamma_a = 1^\circ \text{C}/100\text{м}$, в той час, коли навколишнє середовище – на величину $0,6^\circ \text{C}/100\text{м}$. Таким чином, температура частки t_i на рівні 1000 м буде становити $5,0^\circ \text{C}$, а температура повітря, яке її оточує, – $t = 7,0^\circ \text{C}$. Тобто частка буде більш холодною і більш важкою, ніж оточуюче її повітря, тому вона буде повертатись на своє місце – це стійка стратифікація.

Якщо під впливом якогось імпульсу повітряна маса вийшла з рівноваги і опустилась до рівня земної поверхні, то її температура становитиме $t = 10 + \frac{0,6 \cdot 500}{100} = 13^\circ \text{C}$, температура частки – $t_i = 15^\circ \text{C}$.

Частка тепліша, ніж оточуюче її повітря, тому вона буде підніматись, наближаючись до положення рівноваги на рівні 500 м.

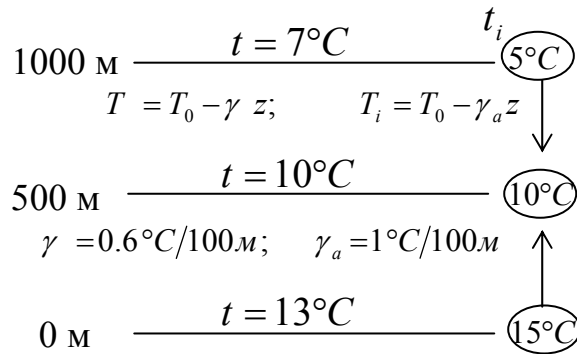


Рисунок 3.1 – $\gamma < \gamma_a$ – стратифікація стійка

Якщо $(\rho g - \rho_i g) < 0$ або $T > T_i$, то частка буде опускатись. Якщо $(\rho g - \rho_i g) > 0$ або $T_i > T$, то частка буде підніматись. В обох шарах частка буде наближатись до рівня рівноваги на висоті 500 м.

Приклад 2. $\gamma > \gamma_a$ (нестійка стратифікація)

Якщо температура оточуючого частку повітря зменшується з висотою більше, ніж температура частки, то при підйомі частка буде повільніше охолоджуватись і з висотою буде ставати теплішою ніж оточуюче її повітря та підійматись з прискоренням, а при опусканні буде повільніше нагріватись і виявиться холоднішою оточуючого повітря, тобто буде опускатись з прискоренням.

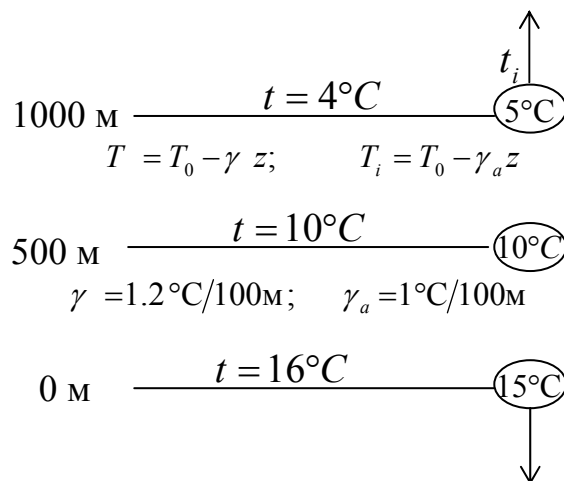


Рисунок 3.2 – $\gamma > \gamma_a$ – стратифікація нестійка

В обох шарах частка віддаляється від рівня рівноваги на рівні 500 м.

Приклад 3. $\gamma = \gamma_a$ (нейтральна стратифікація)

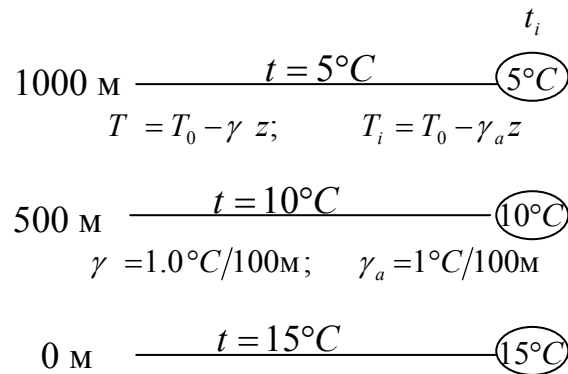


Рисунок 3.3 – $\gamma = \gamma_a$ – стратифікація нейтральна

Таким чином, на якому б рівні частка не була, її температура дорівнює температурі оточуючого повітря, а прискорення частки завжди дорівнює нулю.

Визначення типу стратифікації за градієнтом потенціальної температури

Градієнт потенціальної температури в повітрі залежить від вертикального температурного градієнта

$$\frac{d\Theta}{dz} = \frac{\Theta}{T} (\gamma_a - \gamma).$$

Через це він також може бути критерієм для визначення типу стратифікації атмосфери.

Якщо $\gamma < \gamma_a$, тобто температура в оточуючому повітрі зменшується повільніше, ніж температура частки, яка підіймається сухоадіабатично (стратифікація стійка за методом частки), то $\frac{d\Theta}{dz} > 0$, тобто потенціальна температура зростає з висотою – стратифікація стійка. Якщо $\gamma = \gamma_a$ (стратифікація нейтральна за методом частки), то $\frac{d\Theta}{dz} = 0$ – стратифікація нейтральна. Якщо $\gamma > \gamma_a$ (стратифікація нестійка за методом частки), то

$\frac{d\Theta}{dz} < 0$, тобто потенціальна температура з висотою зменшується – стратифікація нестійка. З фізични міркувань зрозуміло, що коли тепле повітря розташоване зверху, а холодне – знизу, – стратифікація стійка, якщо навпаки – нестійка.

Потенціальна температура – консервативна характеристика тепловмісту в сухому ненасиченому повітрі.

3.6 Вологоадіабатичні процеси

Вологоадіабатичним називається адіабатичний процес, який відбувається у вологому насиченому повітрі. За такого процесу відбувається конденсація водяної пари або випаровування крапель води. Тобто термодинамічні процеси у вологому насиченому повітрі суттєво відрізняються від процесів у сухому і вологому ненасиченому повітрі не тільки з кількісного боку, але й з якісного. Якщо водяна пара у повітрі досягло стану насичення, температура зменшилась до точки роси, відбувається конденсація, а при цьому – виділення тепла.

Перший принцип термодинаміки для вологого повітря

Рівняння першого принципу термодинаміки для вологого повітря має такий вигляд:

$$dq = c_p dT - RT \frac{dP}{P} + L dS,$$

де

$L dS$ – тепло, яке виділяється при конденсації або витрачається на випаровування деякої кількості води;

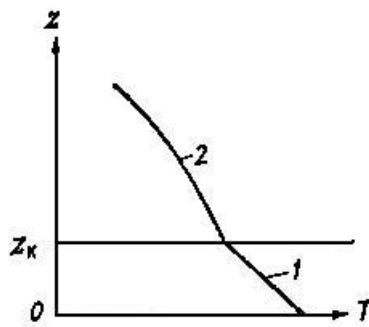
$$L - \text{скрита теплота пороутворення}; \quad L = 2500 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}.$$

Якщо процес адіабатичний, то тепло, яке виділяється при конденсації водяної пари, залишається всередині частки і йде на зростання її внутрішньої енергії, тобто підвищення її температури. При цьому $dq = 0$. Тоді перший принцип термодинаміки для вологоадіабатичного процесу можна записати у вигляді:

$$c_p dT - RT \frac{dP}{P} + L dS = 0.$$

Вологоадіабатичні процеси складаються з двох стадій:

1. температура частки повітря, в якій водяна пара не досягла стану насичення, при підйомі зменшується по сухій адіабаті – рис. 3.4 (1);
2. на рівні конденсації z_k водяна пара стає насиченою і тоді температура вище цього рівня змінюється по вологій адіабаті – 3.4 (2):



1 – суха адіабата;
2 – волога адіабата

Рисунок 3.4 – Стадії вологоадіабатичного процесу (крива стану)

Вище рівня конденсації кількість водяної пари зменшується і тоді його менше конденсується. Температура частки, яка підіймається, зменшується з висотою, але повільніше, ніж при сухоадіабатичному процесі ($\gamma_{ва} < \gamma_a$). Вологоадіабатичний градієнт не є сталим.

Відносна вологість f при сухоадіабатичному підйомі з висотою зростає і на рівні конденсації z_k дорівнює 100%. Вище рівня конденсації вона не змінюється і дорівнює 100%.

Масова частка водяної пари S за сухоадіабатичної стадії підйому до рівня конденсації не змінюється. Вище рівня конденсації – S з висотою зменшується за вологоадіабатичного підйому.

Температура повітря на рівні конденсації дорівнює точці роси.

Вологоадіабатичний градієнт

Вологоадіабатичний градієнт $\gamma_{ва}$ показує змінювання з висотою температури в частці, яка насичена водяною парою.

Запишемо перший принцип термодинаміки для індивідуальної частки вологого повітря:

$$c_p dT_i - RT_i \frac{dP}{P} + L dS = 0.$$

Перепишемо це рівняння з врахуванням рівнянь статки і стану:

$$c_p dT_i + RT_i \frac{1}{P} \frac{Pg}{RT} dz + L dS = 0$$

$$c_p dT_i + \frac{T_i}{T} g dz + L dS = 0$$

Всі члени рівняння розділимо на $c_p dz$:

$$\frac{dT_i}{dz} + \frac{T_i}{T} \frac{g}{c_p} + \frac{L}{c_p} \frac{dS}{dz} = 0.$$

Врахуємо те, що $-\frac{dT_i}{dz} = \gamma_{ea}$; $\frac{T_i}{T} \approx 1$; $\frac{g}{c_p} = \gamma_a$

і дістанемо:

$$\gamma_{ea} = \gamma_a + \frac{L}{c_p} \frac{dS}{dz}.$$

У цьому рівнянні $\frac{dS}{dz}$ – вертикальний градієнт масової частки водяної пари. Відомо, що S з висотою зменшується, тобто $\frac{dS}{dz} < 0$, а по модулю з висотою ця величина зменшується.

Вологоадіабатичний градієнт γ_{ea} не є сталим, з висотою він зростає і наближається до сухоадіабатичного градієнта γ_a . Вологоадіабатичний градієнт зменшується із зростанням температури і збільшується за умови її зниження. Так, коли $t = -40^\circ\text{C}$, то $\gamma_{ea} = 0.97^\circ\text{C}/100\text{м}$, $t = 40^\circ\text{C}$ – $\gamma_{ea} = 0.31^\circ\text{C}/100\text{м}$, $t = 0^\circ$ – $\gamma_{ea} = 0.65^\circ\text{C}/100\text{м}$.

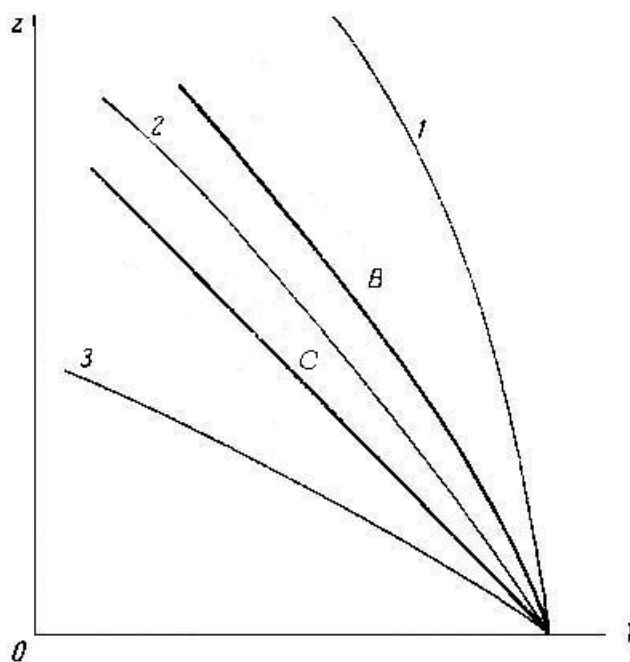
Умови вертикальної стійкості для вологого повітря

Умови вертикальної стійкості для вологого повітря дістанемо, порівнюючи криву стратифікації з вологою адіабатою (кривою стану вологого повітря). Стан атмосфери буде

- стійким, якщо $\gamma < \gamma_{ва}$;
- нестійким, якщо $\gamma > \gamma_{ва}$;
- нейтральним, якщо $\gamma = \gamma_{ва}$.

Можливі такі види стратифікації атмосфери по відношенню до сухоадіабатичного і вологоадіабатичного рухів частки (рис. 3.5):

1. $\gamma < \gamma_{ва} < \gamma_a$ – сухо- та волого стійка (абсолютно стійка) стратифікація – крива стратифікації знаходиться справа від сухої стратифікація – крива стратифікації знаходиться справа від сухої адіабати γ_a і вологої $\gamma_{ва}$.
2. $\gamma > \gamma_a > \gamma_{ва}$ – сухо- та волого нестійка (абсолютно нестійка) – крива стратифікації – зліва від сухої адіабати і вологої адіабати.
3. $\gamma_a > \gamma > \gamma_{ва}$ – сухо стійка і волого нестійка (умовно стійка).
4. $\gamma = \gamma_a > \gamma_{ва}$ – сухо нейтральна і волого нестійка.
5. $\gamma = \gamma_{ва} < \gamma_a$ – волого нейтральна і сухостійка.



Умовні позначення:

1, 2, 3 – криві стратифікації;

C – суха адіабата;

B – волога адіабата

Рисунок 3.5 – Типи стратифікації

3.7 Рівень конденсації

Висота, на якій водяна пара стає насиченою, називається рівнем конденсації. Визначення цієї висоти є важливою задачею, бо цей рівень близький до нижньої межі хмар. На рівні конденсації $t = \tau$. Тому спочатку визначимо градієнт точки роси γ_τ .

Запишемо співвідношення між масовою часткою водяної пари S і парціальним тиском водяної пари e :

$$S = 0.622 \frac{e}{P}.$$

Прологарифмуємо цей вираз

$$\ln S = \ln 0.622 + \ln e - \ln P.$$

Візьмемо похідну по висоті

$$\frac{1}{S} \frac{dS}{dz} = \frac{1}{e} \frac{de}{dz} - \frac{1}{P} \frac{dP}{dz}.$$

Відомо, що S до рівня конденсації z_k не змінюється, а це означає, що $\frac{dS}{dz} = 0$. Тоді

$$\frac{1}{e} \frac{de}{dz} = \frac{1}{P} \frac{dP}{dz}.$$

З врахуванням рівняннями статички і стану:

$$\frac{1}{e} \frac{de}{dz} = - \frac{1}{P} \frac{Pg}{R_c T} = - \frac{g}{R_c T}.$$

Згадаємо рівняння Клаузіуса-Клапейрона:

$$\frac{dE}{E} = \frac{L}{R_n} \frac{dT}{T^2}.$$

На рівні конденсації $T = \tau$, а $e_\tau = E_\tau$. Тоді можна записати:

$$\frac{dE}{E} = \frac{L}{R_n} \frac{dT}{T^2}.$$

Оскільки:

$$\frac{de_\tau}{e_\tau} \frac{1}{dz} = -\frac{g}{R_c \tau}, \quad \text{а} \quad \frac{de_\tau}{e_\tau} = -\frac{dE_\tau}{E_\tau}, \quad \text{тоді}$$

$$\frac{L}{R_n} \frac{dT}{T^2} \frac{1}{dz} = -\frac{g}{R_c T}.$$

Перепишемо ліву частину цього рівняння інакше:

$$\frac{dT}{dz} \frac{L}{R_n} \frac{1}{T^2} = -\frac{g}{R_c T},$$

тобто градієнт точки роси дорівнює

$$-\frac{dT}{dz} = \gamma_\tau = \frac{gR_n \tau^2}{R_c T L}.$$

З врахуванням того, що $R_n = 1.6 R_c$, а $T = \tau$ можна провести скорочення і тоді вираз для вертикального градієнта точки роси набуде вигляду

$$\gamma_\tau = \frac{1.6g\tau}{L}.$$

Розрахуємо чисельне значення γ_τ для $\tau = 273\text{К}$:

$$\gamma_\tau = \frac{1.6 \cdot 9.81 \cdot 273}{2500 \cdot 10^3} \left[\frac{\text{мЧКЧкгЧс}^2}{\text{с}^2\text{ЧкгЧм}^2} \right] = 0.0017\text{К/м} = 0.17\text{К/100м}.$$

Парціальний тиск водяної пари e з висотою зменшується. Як змінюється з висотою τ ? Температура до рівня конденсації змінюється за таким законом:

$$T = T_0 - \gamma_a z,$$

а точка роси –

$$\tau = \tau_0 - \gamma_\tau z.$$

Але на рівні конденсації ці температури зрівнюються, тому

$$T_0 - \gamma_a z_{\text{конд}} = \tau_0 - \gamma_\tau z_{\text{конд}}.$$

$$z_{\text{конд}} = \frac{T_0 - \tau_0}{\gamma_a - \gamma_\tau}$$

Якщо у цю формулу підставити відомі чисельні значення величин

$$z_{\text{конд}} = \frac{(T_0 - \tau_0) \cdot 100}{0.83},$$

дістанемо формулу Ферреля

$$z_{\text{конд}} = 122(T_0 - \tau_0),$$

згідно з якою можна розрахувати висоту рівня конденсації в метрах.

3.8 Визначення енергії нестійкості

На кожному рівні на частку, густина якої відрізняється від густини навколишнього середовища, діє сила пливучості $g(\rho - \rho_i)$. Робота, яку здійснює ця сила при вертикальному переміщенні частки одиничної маси на елементарну відстань dz :

$$dE = \frac{g(\rho - \rho_i)}{\rho_i} dz = g \frac{T_i - T}{T} dz.$$

Проінтегруємо цей вираз:

$$E = \int_0^z g \frac{T_i - T}{T} dz.$$

З основного рівняння статки – $dP = -\rho g dz$. На висоті $z = 0$ тиск – P_0 , на висоті z тиск – P . Тоді – $\frac{dP}{P} = d(\ln P)$.

$$g dz = -RT \frac{dP}{P}$$

$$E = - \int_0^z RT \frac{T_i - T}{T} \frac{dP}{P} = - R \int_{P_0}^P (T_i - T) d(\ln P).$$

І, нарешті, математичний вираз для енергії нестійкості набуде вигляду

$$E = - R \int_{P_0}^P (T_i - T) d(\ln P)$$

Енергія нестійкості E – це робота, яку здійснює сила пливучості за адиабатичного підйому одиничної маси повітря від нижньої границі даного шару до його верхнього.

Якщо поміняти границі інтегрування (верхню з нижньою) в останньому рівнянні, то

$$E = R \int_P^{P_0} (T_i - T) d(\ln P).$$

За умови, коли $T_i > T$, то $(T_i - T) > 0$ і $E > 0$, а коли $T_i < T$, то $(T_i - T) < 0$ і $E < 0$.

3.9 Адиабатні діаграми

За допомогою адиабатних діаграм можна зручно і просто вивчати адиабатичні процеси. Існує багато різних адиабатних бланків: емаграма, тефіграма, штювеграма, аерологічна діаграма та інші.

Основна вимога до адиабатичних діаграм така: масштаб енергії нестійкості по всій площі графіка має бути однаковим.

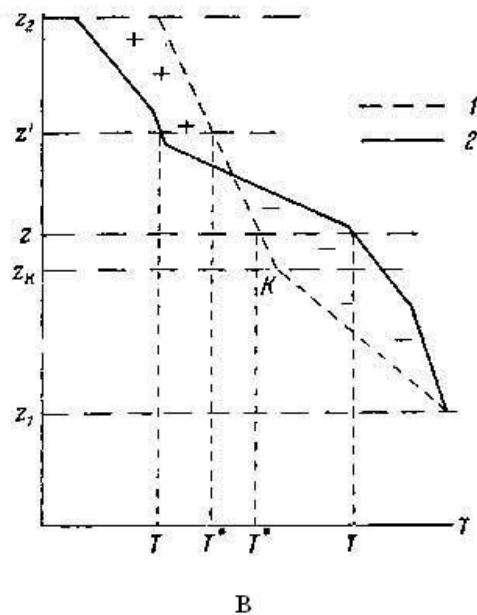
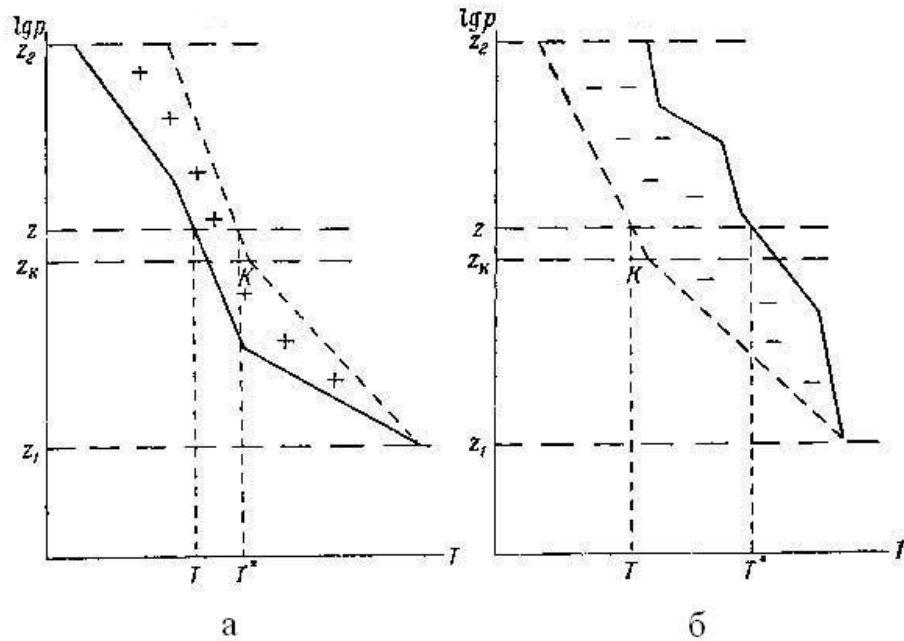
Існує два види аерологічних діаграм: прямокутні АДП і косокутні АДКХ (для холодного періоду) та АДКТ (для теплого періоду).

На аерологічній діаграмі нанесено такі лінії:

- ізобари ($p = \text{const}$);
- ізотерми ($t = \text{const}$);
- ізограми ($S = \text{const}$);
- сухі адіабати;
- псевдоадіабати або вологі адіабати;
- ізогеопотенціали.

Крім того, тут є шкала псевдопотенціальних температур і шкала потенціальних температур. Нарисовавши криву стратифікації, криву

стану, визначають $z_{\text{конд}}$ і $z_{\text{конв}}$, тип стратифікації, товщину і глибину інверсій, потенціальні і псевдопотенціальні температури. Енергія нестійкості визначається величиною площі, яка знаходиться між кривими стану і стратифікації. Що стосується знака енергії нестійкості, то можливі три варіанти (рис. 3.8).



- 1 – крива стану;
- 2 – крива стратифікації

Рисунок 3.6 – Енергія нестійкості в різних випадках стратифікації

1. Крива стану на всіх рівнях лежить лівіше кривої стратифікації. Тоді на всіх рівнях $T_i < T$, а $E < 0$. Тобто енергія нестійкості від'ємна. У цьому випадку переміщення частки по вертикалі утруднено або взагалі неможливе, конвективний рух повітря при цьому не спостерігається.
2. Крива стану на всіх рівнях лежить правіше кривої стратифікації. Тоді на всіх рівнях $T_i > T$, а $E > 0$ (згідно з останнім виразом), тобто енергія нестійкості додатна. Велика енергія нестійкості сприяє розвитку в атмосфері бурхливих конвективних рухів, що призводить до утворення купчастих і купчасто-дощових хмар.
3. Крива стану лежить справа від кривої стратифікації в одних шарах і зліва – в інших. У перших шарах $E > 0$, в останніх – $E < 0$.

Якщо крива стану справа від кривої стратифікації ($E > 0$), то площа між ними фарбується в червоний колір. Якщо крива стану зліва від кривої стратифікації ($E < 0$), ця площа фарбується синім кольором.

У тому випадку, коли $E > 0$ і величина її відома, то можна визначити вертикальну швидкість руху W .

Відомо, що E – це енергія або робота, яка дорівнює добутку сили на шлях:

$$dE = \frac{d^2 z}{dt^2} dz$$

або

$$dE = \frac{dW}{dt} dz = \frac{dz}{dt} dW = W dW$$

$$\int_0^E dE = \int_{W_1}^{W_2} W dW$$

$$E = \frac{W_2^2 - W_1^2}{2}; \quad 2E = W_2^2 - W_1^2$$

Нехай $W_1 = 0$, тоді

$$W = \sqrt{2E}.$$

За такою формулою можна визначити W .

4 РАДІАЦІЙНИЙ РЕЖИМ АТМОСФЕРИ

4.1 Сонячна радіація

Енергія, яка випромінюється Сонцем, називається *сонячною радіацією* або *променистою енергією*. Надходячи до Землі, сонячна радіація в більшості своїй перетворюється в тепло.

Сонце, як відомо, є головним джерелом енергії для Землі і атмосфери. Енергія, яка надходить від інших джерел, мізерна. Наприклад, температура Землі в середньому з глибиною зростає приблизно на 1°C на кожні 35 м. Завдяки цьому поверхня Землі отримує приблизно 220 Дж в рік на кожен 1 см². Це в 5000 разів менше тепла, яке надходить від Сонця.

Деяка кількість тепла надходить до Землі від зірок і планет. Вона приблизно в 30 млн. разів менша кількості тепла сонячної радіації.

Кількість енергії, яка надходить до Землі від Сонця, величезна. Так, на площу 10 км² надходить 7 – 9 млн. кВт в ясний літній день.

Потреби людини в енергії в сучасних умовах зростають. І вже сьогодні перед людством стоїть проблема забезпечення енергією, тому що запаси вугілля, нафти, газу на Землі обмежені. Наприклад, якщо такі темпи видобутку вугілля збережуться і надалі, то вугілля хватить ще на 100 – 120 років. Темпи видобутку нафти і газу зростають кожні 10 років удвічі, а їхні світові запаси приблизно у 5 разів менші, ніж вугілля.

Використання атомної енергії обмежене залежами урану, а також необхідністю утилізації ядерних відходів.

Енергетичні ресурси можна було б збільшити в 60 разів, якби людство навчилось використовувати сонячну енергію.

4.2 Основні поняття і закони випромінювання

Будь-яке тіло, температура якого вища за температуру абсолютного нуля, випромінює енергію. Основною кількісною характеристикою променистої енергії є *потік променистої енергії*. Променистим потоком або потоком радіації E називається кількість енергії $d\Phi$, яка проходить через одиницю поверхні dS , в одиницю часу в різних напрямках в межах півсфери

$$E = \frac{d\Phi}{dS}.$$

Повна назва цієї характеристики – *поверхнева густина променистого потоку*. Одиницею потоку радіації E є Дж/(м²с) або Вт/м².

Випромінювання енергії будь-яким тілом відбувається в деякому спектрі, тобто в певних межах довжин хвиль. Для зручності використовують поняття монохроматичний потік (“моно” – один).

Монохроматичний потік – це потік променистої енергії на даній фіксованій довжині хвилі λ . Позначають його – E_λ .

Що відбувається з променистим потоком, якщо він зустрічає на своєму шляху тіло? Частина його буде поглинатись тілом E'_λ , частина – відбиватись E''_λ , а ще частина E'''_λ пройде крізь тіло, якщо воно прозоре, тобто

$$E_\lambda = E'_\lambda + E''_\lambda + E'''_\lambda.$$

Розділимо ліву і праву частини на E_λ

$$1 = \frac{E'_\lambda}{E_\lambda} + \frac{E''_\lambda}{E_\lambda} + \frac{E'''_\lambda}{E_\lambda},$$

$\frac{E'_\lambda}{E_\lambda} = \alpha_\lambda$ – коефіцієнт поглинання, показує яка частка променистого потоку поглинута тілом;

$\frac{E''_\lambda}{E_\lambda} = r_\lambda$ – коефіцієнт відбиття, показує яка частка променистого потоку відбита тілом;

$\frac{E'''_\lambda}{E_\lambda} = d_\lambda$ – коефіцієнт пропускання, показує яка частка променистого потоку поглинута тілом.

Таким чином,

$$\alpha_\lambda + r_\lambda + d_\lambda = 1.$$

Ці величини безрозмірні і змінюються від 0 до 1.

Нехай тіло таке, що $r_\lambda = d_\lambda = 0$, тоді $\alpha_\lambda = 1$. Це означає, що тіло поглинає всю променисту енергію, яка до нього надходить. Таке тіло називається абсолютно чорним (або випромінювачем Планка). У природі абсолютно чорних тіл не існує, але найбільш близька до них – сажа.

Нехай $r_\lambda = 1$, а $\alpha_\lambda = d_\lambda = 0$. Тоді вся промениста енергія, яка надходить до тіла, відбивається. Це можливо для: абсолютно білого тіла (воно відбиває всю енергію дифузно, тобто в різні боки) і дзеркальних поверхней, які відбивають енергію спрямовано.

Більшість твердих тіл для радіації непрозора. У такому разі $d_\lambda = 0$, а

$\alpha_\lambda + r_\lambda = 1$. Проте, у природі існують і такі тіла, які пропускають променисту енергію крізь себе, хоч їх і мало (це – гази, вода, скло і деякі прозорі мінерали).

Поглинання, відбивання і пропускання відбувається *селективно*, тобто різні довжини хвиль променистої енергії у різній мірі поглинаються, відбиваються і пропускаються. Наприклад, скло пропускає лише видиму частину спектра сонячної радіації, ультрафіолетові УФ і інфрачервоні промені ІЧ поглинає та відбиває. Коли опалюють приміщення, то теплове інфрачервоне випромінювання не проходить крізь скло і залишається в приміщенні.

А от загорати крізь скло сенсу нема, бо УФ-промені не проходять крізь скло.

Більшість тіл на землі – сірі, вони характеризуються тим, що поглинають всі довжини хвиль однаково. У цьому разі $\alpha_\lambda = \alpha = const$.

Слід зазначити, що коефіцієнти $\alpha_\lambda, r_\lambda, d_\lambda$ характеризують властивості поглинання, відбиття і пропускання тіла в цілому. Разом з ними використовують такі характеристики, які визначають поглинання і пропускання в шарі деякої кінцевої товщини – функція поглинання $A_\lambda(m)$ і функція пропускання $P_\lambda(m)$.

Нехай в шар, який містить в собі масу m поглинаючої речовини, входить монохроматичний потік $E_{\lambda 0}$. А виходить з шару цього – потік E_λ . Функція поглинання $A_\lambda(m)$ для деякої поглинаючої маси m визначається таким чином

$$A_\lambda(m) = \frac{E_{\lambda 0} - E_\lambda}{E_{\lambda 0}}.$$

Функція пропускання

$$P_\lambda(m) = \frac{E_\lambda}{E_{\lambda 0}}.$$

характеризує відносну кількість променистої енергії, яка пропускається шаром речовини.

Емпірично встановлено, що існує певний зв'язок між випромінювальною здатністю тіл та їхньою поглинальною здатністю. Він полягає в тому, що *відношення випромінювальної здатності до його поглинальної здатності для даної довжини хвилі в умовах термодинамічної рівноваги не залежить від фізичної природи тіла і дорівнює константі:*

$$\frac{e_\lambda}{\alpha_\lambda} = B_\lambda(T).$$

Цей вираз – закон Кірхгофа.

Для абсолютно чорного тіла $\alpha_\lambda = 1$ і $e_\lambda = B_\lambda(T)$. $B_\lambda(T)$ має сенс випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла.

Висновки із закону Кірхгофа:

- тіло випромінює енергію лише тих довжин хвиль, які поглинає; енергія тих довжин хвиль, які не поглинаються – не випромінюються;
- чим більше тіло поглинає енергії, тим більше і випромінює.

Як визначити величину енергії, що випромінюється? Є декілька законів, які дозволяють це зробити.

Закон Планка

Для абсолютно чорного тіла цей закон записується так:

$$B_\lambda(T) = \frac{2c^2 h \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{ch}{k\lambda T}\right) - 1},$$

де

c – швидкість світла;

h – стала Планка;

λ – довжина хвилі, на якій відбувається випромінювання;

k – стала Больцмана.

Покажемо, як енергія, що випромінюється тілом, залежить від температури для певної довжини хвилі λ (рис. 4.1).

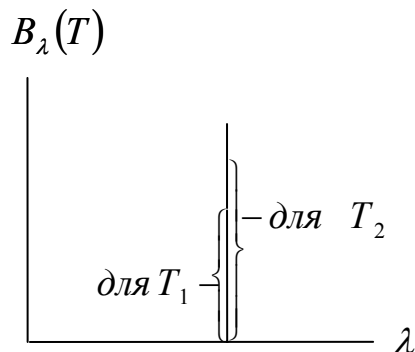


Рисунок 4.1 – Залежність $B_\lambda(T)$ від температури

За законом Планка можна розрахувати ту енергію, яку буде випромінювати тіло на заданій λ в залежності від температури. За цим законом повний спектр випромінювання дістати неможливо.

Закон Стефана – Больцмана

Для того, щоб дістати інтегральну випромінювальну здатність, треба виконати інтегрування функції Планка по всьому спектру довжин хвиль:

$$B = \int_0^{\infty} B_{\lambda}(T) d\lambda.$$

Тоді можна дістати математичний вираз закону Стефана – Больцмана для абсолютно чорного тіла

$$B = \sigma T^4,$$

де

σ – стала Стефана – Больцмана; $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{К}^4}$;

T – температура, К.

Згідно із законом Стефана – Больцмана повна випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла прямопропорційна *четвертій степені температури абсолютно чорного тіла*. Тобто цей закон дозволяє визначити всю випромінювану тілом енергію.

Графічний розподіл енергії в спектрі випромінювання абсолютно-чорного тіла по довжинах хвиль при різних температурах надано на рис. 4.2.

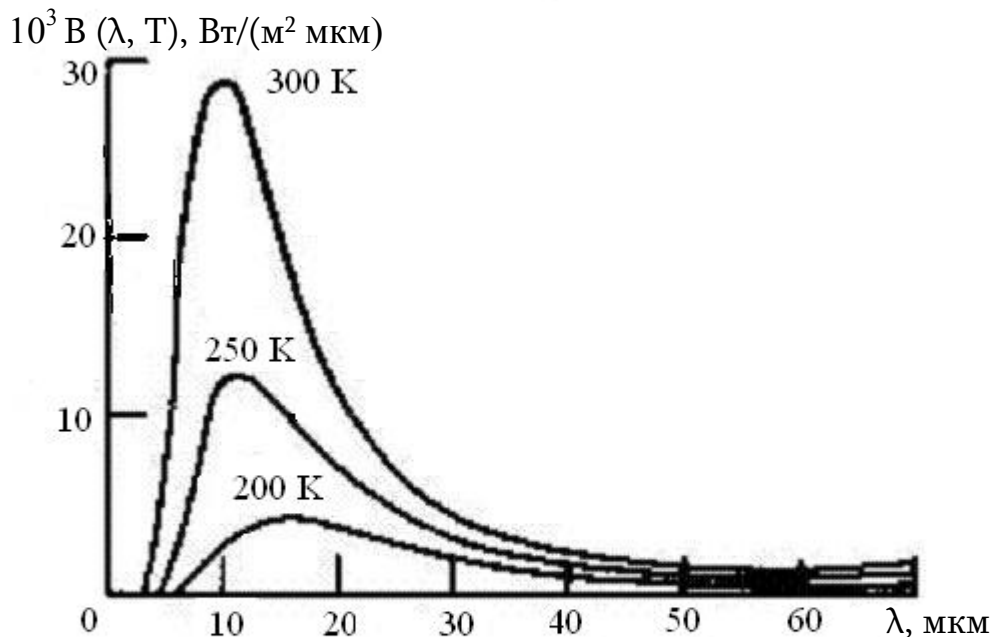


Рисунок 4.2 – Розподіл енергії в спектрі випромінювання абсолютно чорного тіла

Але у природі переважають сірі тіла. Закон Стефана – Больцмана для будь-якого сірого тіла набуде вигляду:

$$B = \delta \sigma T^4,$$

де

δ – відносний коефіцієнт поглинання (коефіцієнт сірості), який має значення 0,8 – 1,0. Для абсолютно чорного тіла $\delta = 1$.

Перший закон Віна

Перший закон Віна формулюється так: добуток довжини хвилі λ , на яку припадає максимум в спектрі випромінювання тіла, на його абсолютну температуру є величиною сталою

$$\lambda_{\max} \cdot T = 2898 \text{ мкмК}.$$

З цього виразу випливає, що при зростанні температури довжина хвилі, на яку припадає максимум випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла, зміщується в бік більш коротких хвиль.

Якщо відома температура тіла, завжди можна визначити довжину хвилі λ_{\max} , на яку припадає максимум випромінювання. Визначимо λ_{\max} в спектрі Сонця (температура фотосфери Сонця $T \approx 6000 \text{ К}$):

$$\lambda_{\max} = \frac{2898}{6000} = 0.47 \text{ мкм}.$$

Визначимо λ_{\max} в спектрі Землі, середня температура якої $T = 288 \text{ К}$:

$$\lambda_{\max} = \frac{2898}{288} = 10 \text{ мкм}.$$

Все сонячне випромінювання називають *короткохвильовим*, а земне – *довгохвильовим*.

Другий закон Віна

Другий закон Віна формулюється так: максимальна випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла $B(\lambda_{\max}, T)$ зростає пропорційно 5-ій степені абсолютної температури

$$B(\lambda_{\max}, T) = c'' \cdot T^5,$$

де

$$c'' = 1.30 \cdot 10^{-5} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^3 \text{К}^5}.$$

А на рис. 4.2 добре видно, що кожна крива, яка відповідає певній температурі, має максимум, який при зростанні температури зміщується в бік більш коротких хвиль і стає більш гострим.

Наведені закони випромінювання дійсні не тільки для Сонця, але і для будь-якого іншого тіла, що випромінює.

4.3 Сонце і сонячна стала

Сонце знаходиться в середньому на відстані 149.5 млн. км від Землі. Маса Сонця в 333 тис. разів більша маси Землі. Діаметр Сонця в 109 разів більший за діаметр Землі. Тоді можна вважати, що від Сонця надходить пучок паралельних променів.

Сонце складається з внутрішньої частини і атмосфери.

Внутрішня частина має температуру більшу 5 млн. К. Тут відбуваються термоядерні реакції переходу водня в гелій, в результаті яких виділяється дуже велика кількість енергії і ця енергія передається від центру Сонця до зовнішніх його частин. Передача енергії відбувається двома шляхами:

- поглинання і перевипромінювання;
- шляхом конвекції (вертикального переносу по радіусу з надр Сонця).

Атмосфера Сонця складається з трьох шарів: фотосфери, хромосфери та сонячної корони.

Фотосфера – нижній шар товщиною 100 – 300 км; вона являє собою сильно іонізований газ з температурою 5000 – 6000 К і тиском на верхній границі приблизно 100 гПа. Фотосфера випромінює практично всю енергію, яка надходить від Сонця до Землі.

Хромосфера; її товща 10 – 15 тис. км. Це шар дуже іонізованого газу. Тут температура зростає зі збільшенням висоти і на верхній границі хромосфери становить мільон К.

Сонячна корона. Концентрація плазмових часток $3 \cdot 10^{17}$ в см^3 біля основи корони, а в районі орбіти Землі – 200 штук в см^3 (Земля знаходиться саме в цьому шарі).

Потік заряджених часток – корпускул, які летять від Сонця у всіх напрямках, називають *сонячним вітром*.

Корпускулярне випромінювання залежить від активності Сонця, яка зумовлена процесами, що в ньому відбуваються. Зростання корпускулярного випромінювання через 1 – 2 доби приходять до Землі і призводить до магнітних бур, полярних сяїв і інших геофізичних явищ. Відомо, що магнітні бурі порушують радіозв'язок і погіршують самовідчуття метеолабільних людей, тобто залежних від метеорологічних умов.

У фотосфері виникають відносно холодні утворення (з температурою приблизно 4600 К) неправильної форми з дуже сильними магнітними полями, які називають сонячними плямами. Вони зазвичай з'являються групами в широтних зонах $35 - 5^\circ$ по обидва боки від екватора і існують від декількох годин до декількох місяців.

Для кількісної характеристики *сонячної активності* використовують різні індекси. Найбільш поширеним серед них є число Вольфа W :

$$W = k(f + 10g),$$

де

k – емпіричний коефіцієнт;

f – загальна кількість плям на Сонці;

g – кількість груп плям.

Числа Вольфа W характеризуються коливаннями у часі з середнім періодом приблизно 11 років (окремі періоди можуть коливатись від 7 до 17 років).

Активність Сонця мала, якщо $W = 0 - 11$; якщо $W = 12 - 40$, то активність середня; коли $W > 40$ – активність Сонця висока. Максимальне значення числа Вольфа, яке було визначено, становить $W = 240$.

Склад сонячного спектра

Спектр випромінювання Сонця поділяють на:

- гамма – випромінювання (γ) $\lambda < 10^{-5}$ мкм;
- рентгеновське випромінювання $10^{-5} < \lambda < 10^{-2}$ мкм;
- ультра-фіолетове – випромінювання (УФ) $0.01 < \lambda < 0.39$ мкм;
- видима частина спектра $0.39 < \lambda < 0.76$ мкм;
- інфрачервона частина спектра $0.76 < \lambda < 3000$ мкм;
- радіохвилі $\lambda > 0.3$ см.

На ультрафіолетову радіацію, видиму і інфрачервону частини спектра припадає 99.9% всієї енергії випромінювання.

На рис. 4.3 надано розподіл по довжинах хвиль сонячної радіації на верхній межі земної атмосфери.

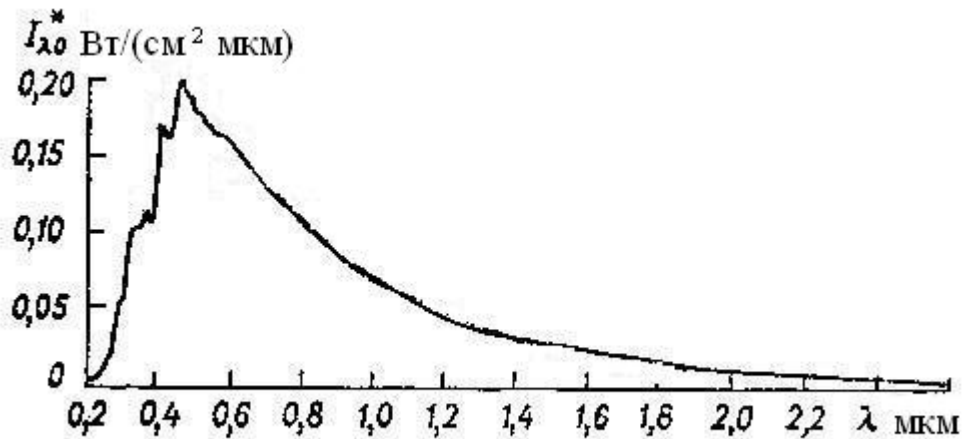


Рисунок 4. 3 – Спектр сонячної радіації

У більшій частині спектра Сонце випромінює як чорне тіло. Видима частина спектра – біла. Білий колір розподіляється на: фіолетовий, синій, голубий, зелений, жовтий, оранжевий, червоний. Максимум випромінювальної здатності Сонця, як вже згадувалось, припадає на $\lambda = 0.47$ мкм, а це довжина синьо-голубих променів.

Сонячна стала

Сонячна стала – це кількість променистої енергії, яка надходить до одиничної поверхні, перпендикулярної до сонячних променів, на верхній межі атмосфери за одиницю часу при середній відстані між Землею і Сонцем.

Земля обертається навкруг Сонця по мало розтягнутому еліпсу, в одному з фокусів якого знаходиться Сонце. Найменша відстань до Сонця – 147 млн. км – 2 січня, коли Земля в перигелії своєї орбіти. Найбільша відстань до Сонця – 152 млн. км – 5 липня, коли Земля в афелії своєї орбіти. Середня відстань Землі до Сонця, як вже згадувалось, – 149.5 км. Сонячну сталу позначають I_0 .

Міжнародна комісія по радіації рекомендовала вважати її такою:

$$I_0 = 1.37 \frac{\text{кВт}}{\text{м}^2}.$$

Значення сонячної сталої може коливатись від 1.32 кВт/м^2 (влітку) до 1.43 кВт/м^2 (взимку).

Атмосфера послаблює сонячні промені: вона поглинає і розсіює їх.

4.4 Розподіл сонячної енергії на верхній межі атмосфери

Кількість тепла, яка надходить до верхньої межі атмосфери залежить від астрономічних чинників:

- обертання Землі навколо Сонця по колу екліптики;
- обертання Землі навколо своєї осі;
- кута нахилу земної осі до площини екліптики;
- відстані між Землею і Сонцем.

Відстань між Землею і Сонцем протягом року змінюється, будемо позначати її r , середню відстань позначимо r_0 .

Кількість радіації, яка надходить до верхньої межі атмосфери до перпендикулярної одиничної поверхні в одиницю часу – I_0^* , змінюється протягом року в залежності від відстані між Землею і Сонцем. Будемо вимірювати відстань між Землею і Сонцем відносною величиною $\frac{r}{r_0}$, тоді

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

Кількість енергії, яка надходить на горизонтальну поверхню на верхній межі атмосфери:

$$Q = \frac{I_0}{\left(\frac{r}{r_0}\right)^2} \cdot \sin h,$$

де

$$\sin h = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \tau,$$

h – висота Сонця,

φ – географічна широта,

δ – схилення Сонця (ця величина залежить від пори року і існує таблиця її значень для кожної доби),

τ – годинний кут, який залежить від часу доби, що відраховується від полудня.

Тоді вираз для Q набуде вигляду:

$$Q = \frac{I_0}{\left(\frac{r}{r_0}\right)^2} \cdot (\sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \tau).$$

На практиці розраховують Q за добу. Для цього треба останній вираз проінтегрувати від t_1 до t_2 :

$$Q = \int_{t_1}^{t_2} \frac{I_0}{\left(\frac{r}{r_0}\right)^2} \cdot (\sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \tau) dt.$$

Для певної доби можна вважати, що $\frac{r}{r_0} = const$, $\delta = const$, $\varphi = const$.

У моменти сходу і заходу Сонця $h = 0$, тобто $\sin h = 0$. Тому можна записати:

$$\sin \varphi \sin \delta = -\cos \varphi \cos \delta \cos \tau$$

$$\cos \tau = \frac{\sin \varphi \cdot \sin \delta}{\cos \varphi \cdot \cos \delta}$$

$$\cos \tau = -(\operatorname{tg} \varphi \cdot \operatorname{tg} \delta).$$

Останній вираз має два розв'язання: для $-\tau_0$ (на сході) і $+\tau_0$ (на заході). Для того, щоб в рівнянні під інтегралом зменшити кількість змінних замінимо t на τ

$$\tau = \frac{2\pi}{\Pi} t,$$

де

Π – тривалість сонячної доби в секундах (86400 с),
 t – час доби.

Диференціюємо вираз для годинного кута τ

$$d\tau = \frac{2\pi}{\Pi} dt, \quad dt = \frac{\Pi}{2\pi} d\tau$$

$$Q = \frac{I_0}{\left(\frac{r}{r_0}\right)^2} \frac{\Pi}{2\pi} \int_{-\tau_0}^{\tau_0} (\sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \tau) d\tau.$$

Функція τ симетрична відносно полудня. Тому інтегруємо по половині інтеграла, але потім подвоїмо результат

$$Q = \frac{I_0}{\left(\frac{r}{r_0}\right)^2} \frac{\Pi}{2\pi} \cdot 2 \int_0^{\tau_0} (\sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \tau) d\tau.$$

$$Q = \frac{I_0}{\left(\frac{r}{r_0}\right)^2} \frac{\Pi}{\pi} (\tau_0 \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \sin \tau_0) -$$

це сума тепла, яку отримає 1 м^2 , за добу на верхній межі атмосфери або за добу на поверхні землі за умови відсутності атмосфери – *теоретична сума тепла*.

Остання формула показує, що Q залежить від широти місця φ і схилення Сонця δ , тобто пори року.

Якщо розрахувати сумарну кількість енергії, яка надходить до горизонтальної поверхні землі за різні проміжки часу, то можна дістати розподіл таких теоретичних сум тепла по земній поверхні. Розподіл теоретичних сум тепла по земній поверхні характеризує *солярний* або *сонячний клімат*. Найбільш повні характеристики солярного клімату дістав Міланкович.

Розглянемо приклади розрахунку.

Приклад 1. $\varphi = 0^\circ$ (екватор); $\tau_0 = \frac{\pi}{2}$;

22. VI – день літнього сонцестояння $\delta = 23,5^\circ$

$$Q_{\text{екв}} = \frac{I_0}{\left(\frac{r}{r_0}\right)^2} \frac{\Pi}{\pi} \cdot \cos \delta$$

$$Q_{\text{екв.}} = 33 \frac{\text{МДж}}{\text{м}^2} - \text{за добу влітку.}$$

22. XII – день зимового сонцестояння $\delta = -23,5^\circ$

$$Q_{\text{екв.}} = 36 \frac{\text{МДж}}{\text{м}^2} - \text{за добу взимку.}$$

21.III і 23.IX (дні весняного і осіннього рівнодення), $\delta = 0^\circ$.

$$Q_{екв.} = 38 \frac{\text{МДж}}{\text{м}^2}.$$

Приклад 2. $\varphi = 90^\circ$ пн. ш. (полюс); $\tau_0 = \pi$

22 червня $\delta = 23,5^\circ$

$$Q_n = \frac{I_0 \Pi}{\left(\frac{r}{r_0}\right)^2 \pi} \pi \cdot \sin \delta$$

$$Q_n = \frac{I_0 \Pi}{\left(\frac{r}{r_0}\right)^2} \cdot \sin \delta$$

$$Q_n = 46 \frac{\text{МДж}}{\text{м}^2}$$

22 грудня $\delta = -23,5^\circ$

$Q_n = 0$ – сонячна енергія відсутня.

Візьмемо відношення $\frac{Q_n}{Q_{екв.}}$, щоб з'ясувати яке співвідношення існує між Q_n і $Q_{екв.}$:

$$\frac{Q_n}{Q_{екв.}} = \pi \frac{\sin \delta}{\cos \delta}$$

$$Q_n = \pi \cdot \text{tg } \delta \cdot Q_{екв.}$$

У день літнього сонцестояння, коли $\delta = 23,5^\circ$, $Q_n = 1.36 \cdot Q_{екв.}$, тобто полюс отримує за добу більше енергії ніж екватор.

Розглянемо річний хід теоретичних добових сум тепла (рис. 4.4).

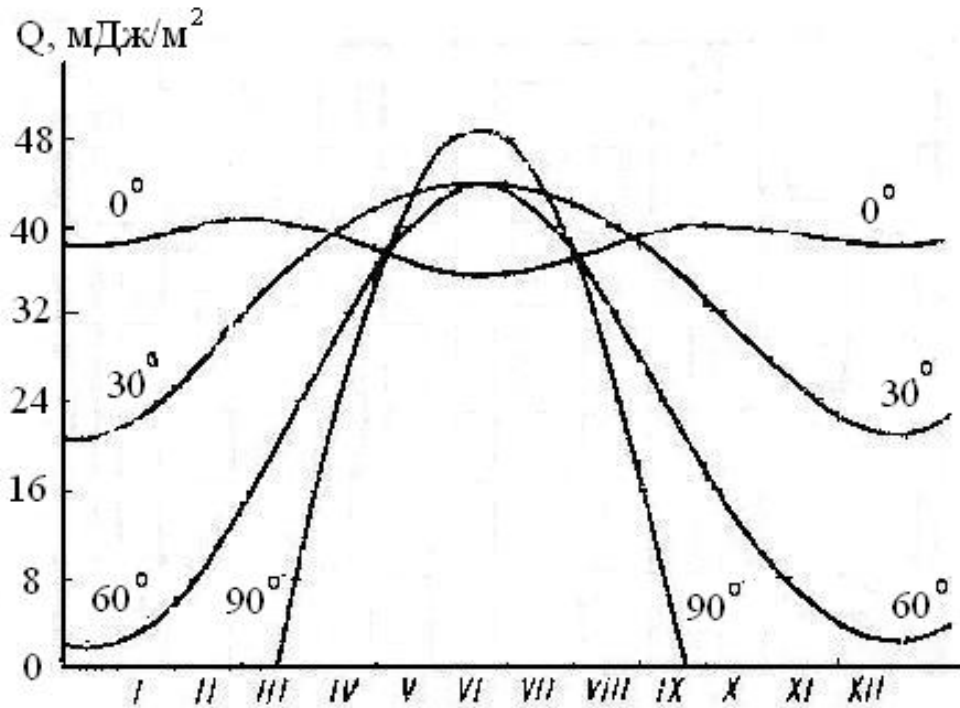


Рисунок 4.4 – Річний хід кількості добових сум тепла на різних широтах

Теоретичні суми тепла не враховують впливу атмосфери на потік сонячної радіації.

З урахуванням послаблюючого впливу атмосфери на сонячний потік вираз добової суми тепла має вигляд:

$$Q = \frac{I_0 \cdot \Pi}{\left(\frac{r}{r_0}\right)^2 \cdot \pi} P^m (\tau_0 \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \sin \tau_0),$$

де

P – інтегральний коефіцієнт прозорості атмосфери,
 m – кількість оптичних мас атмосфери.

Розрахунки проведено для різних значень коефіцієнта прозорості ($P = 0,6; 0,8; 1,0$), результати розрахунків наведено на рисунку 4.5.

З рисунку видно, що коефіцієнт прозорості P дуже впливає на кількість тепла Q . Чим більше значення P , тим більше Q . Напіврічні суми тепла (зима і літо) дуже відрізняються. Літні суми перебільшують зимові на всіх широтах північної півкулі.

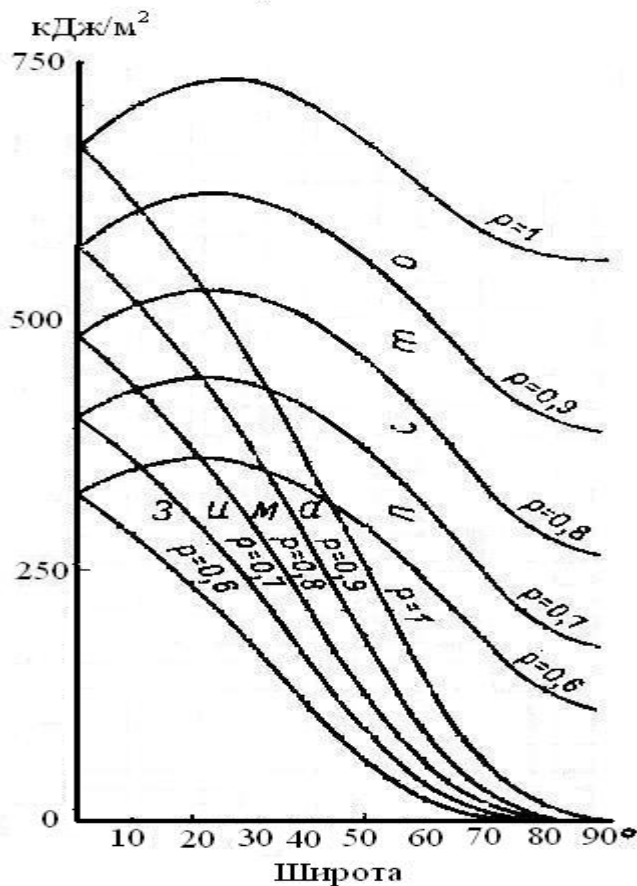


Рисунок 4.5 – Добові суми тепла в залежності від різних значень коефіцієнта прозорості

Розглянуті величини називають *можливими сумами тепла*, вони залежать від коефіцієнта прозорості і таким чином враховують послаблення енергії в атмосфері. Можливі суми тепла в середньому становлять 50% від теоретичних. Але і можливі суми тепла далекі від дійсних, тому що при їхньому розрахуванні не враховується вплив хмарності. *Дійсні суми тепла* становлять 50% від можливих або 25% від теоретичних. Більш точно дійсні суми тепла можна визначити лише на основі спостережень.

4.5 Послаблення сонячної радіації в атмосфері

4.5.1 Показники послаблення

Разом з функцією послаблення $A_{\lambda}(m)$ широко використовуються показники послаблення:

- масовий коефіцієнт послаблення $\alpha_\lambda \left[\frac{\text{м}^2}{\text{кг}} \right]$ – це величина відносного послаблення монохроматичного потоку при проходженні ним стовпа повітря одиничного поперечного перерізу, який має одиничну масу;
- об'ємний або лінійний показник послаблення $\kappa_\lambda \left[\frac{1}{\text{м}} \right]$ – це величина відносного послаблення монохроматичного потоку радіації при проходженні ним стовпа повітря одиничного поперечного перерізу, який має одиничну довжину.
Оскільки площа основи стовпа 1 м^2 , то можна сказати по-іншому:
 κ_λ – це відносна величина послаблення потоку в одиничному об'ємі повітря.
Названі коефіцієнти пов'язані між собою рівнянням:

$$\kappa_\lambda = \rho \alpha_\lambda.$$

4.5.2 Поглинання сонячної радіації в атмосфері

Сонячна радіація, яка надійшла до верхньої границі атмосфери, проходячи далі через атмосферу, послаблюється. Частина її розсіюється молекулами повітря та твердими і рідкими домішками, які містяться в атмосфері, частина сонячної радіації поглинається. Розглянемо процес поглинання сонячної радіації.

Поглинання, з точки зору квантової теорії, є вилучення окремих квантів енергії потоку радіації молекулами поглинаючого середовища.

Процес поглинання сонячної радіації в атмосфері відбувається селективно. Стисло розглянемо полоси поглинання основних атмосферних газів: озону, кисню, водяної пари, вуглекислого газу (або діоксиду вуглерода) та аерозолів.

Для озону O_3 основні полоси поглинання лежать в УФ – частині спектра. Найбільш сильна полоса поглинання на інтервалі довжин хвиль:

- 0.22 – 0.29 мкм (полоса Хартлея), де коефіцієнти поглинання мають великі значення;
- 0.31 – 0.36 мкм (полоса Гюйгенса), тут κ_λ майже вдвічі менший, ніж в полосі Хартлея.

У видимій частині спектра теж є достатньо широка полоса поглинання озону:

- 0.44 – 0.75 мкм (полоса Шапюї), тут κ_λ на порядок менший, ніж у полосі Гюйгенса.

В інфрачервоній частині спектра виділяють декілька полос поглинання, але найсильніша полоса поглинання з центром біля

- 9.6 мкм.

Полоси поглинання кисню O_2 :

- 0.13 – 0.24 мкм
- полоса поглинання з центром 0.69 мкм
- полоса поглинання з центром 0.76 мкм.

Полоси поглинання водяної пари H_2O :

у видимій частині спектра

- 0.71 – 0.76 мкм
- в інфрачервоній – полоси з центрами:
- 0.84 мкм
 - 0.94 мкм
 - 1.14 мкм
 - 1.38 мкм тощо.

Водяна пара – це головний парниковий газ, але на його кількість в атмосфері, як вже було сказано, людина не може вплинути. А от на інший парниковий газ CO_2 – людина активно впливає. Полоси поглинання CO_2 знаходяться в інфрачервоній частині сонячного спектра, їхні центральні хвилі мають такі значення:

- 1.44 мкм
- 1.60 мкм
- 2.02 мкм тощо.

Полоси поглинання сонячного випромінювання аерозолями знаходяться в діапазоні:

- 0.4 – 2.4 мкм.

У цілому послаблення сонячної радіації атмосферою за відсутності хмар і додаткових забруднень становить 10 – 20%.

4.5.3 Розсіяння променистої енергії в атмосфері

Другим чинником, який визначає послаблення сонячної радіації в атмосфері, є її розсіяння. Атмосфера для сонячної радіації каламутне середовище. Елементами каламутності є не тільки домішки, які містяться в атмосфері, але і комплекси молекул повітря. Розсіяння на комплексах молекул і на частках домішок відбувається за різними законами.

Суть розсіяння полягає в особливій взаємодії електромагнітної хвилі і частки, що розсіює, в результаті чого частка сама стає випромінювачем

коливання. Максвелл довів, що ці коливання і є розсіяною радіацією з довжиною хвилі λ такою ж, як і λ радіації, яка надходить.

Коливання залежить від розміру частки. Закони розсіяння будуть суттєво різними для випадків, коли радіус частки набагато менший довжини хвилі $r \ll \lambda$, і для частки, розмір якої $r \geq \lambda$.

Розсіяння на частках, розміри яких набагато менші довжини хвилі, називають молекулярним розсіянням. У цьому разі ці частки розглядаються як випромінюючі діполі.

Розсіяння на аерозолях – аерозольне розсіяння більш складне.

Молекулярне розсіяння

Теорія молекулярного розсіяння була запропонована Релеєм. Він розглянув розсіяння в ідеальній атмосфері. Ідеальна атмосфера – це чиста і суха атмосфера. У чистій сухій атмосфері розповсюджується природне неполяризоване світло. Саме про таке світло йде мова в законі Релея. Для того, щоб виконувався закон Релея, треба прийняти основні постулати Релея:

1. Радіус частки, що розсіює, значно менший, ніж довжина хвилі $r \ll \lambda$;
2. Показник заломлення частки дорівнює або близький до показника заломлення середовища, в якому частка знаходиться.
3. Частки розсіюють світло незалежно одна від одної, для цього має виконуватись умова $l \gg \lambda$ (l – відстань між частками);
4. Розсіяне світло спостерігається на відстані $R \gg r$.

Якщо всі ці постулати виконуються, то

$$k_{\lambda}^{\psi} = \frac{\pi^2 (n^2 - 1)^2}{2N\lambda^4} (1 + \cos^2 \psi),$$

де

k_{λ}^{ψ} – об'ємний показник розсіювання радіації в напрямку ψ . Він показує яка частка монохроматичного потоку E_{λ} розсіюється одиничним об'ємом в напрямку ψ в межах одиничного тілесного кута;

N – кількість часток, які розсіюють, в одиничному об'ємі повітря;
 ψ – кут між променем, що надходить, і променем, що розсіюється.
З наведеної формули впливає наступне.

- чим більше k_{λ}^{ψ} , тим більша інтенсивність розсіювання, а значить і більша яскравість небесного склепіння.

- інтенсивність розсіювання зворотно пропорційна четвертій степені λ . Наприклад, якщо червоний промінь, довжина хвилі його – $\lambda_v \cong 0.8$ мкм; а довжина фіолетового $\lambda_\phi \cong 0.4$ мкм, то відношення цих величин:

$$\frac{\lambda_v^4}{\lambda_\phi^4} = \frac{(0.8)^4}{(0.4)^4} = 2^4 = 16,$$

тобто червоні промені розсіюються в 16 разів менше ніж фіолетові $\lambda_v^4 = 16\lambda_\phi^4$. Це означає, що першими при вході в атмосферу розсіюються фіолетові промені, за ними – сині, голубі і так далі, тобто на короткі хвилі приходить більше енергії розсіяного світла, ніж на довгі. Таким чином, коли розсіяння сонячної радіації відбувається на молекулярних комплексах (атмосфера чиста), небесне склепіння має синьо-голубий колір, при цьому синева неба тим більша, чим менше в атмосфері домішок (чистіше повітря).

Розглянемо залежність лінійного коефіцієнта розсіювання k_λ^ψ від густини повітря, тобто від N , яке у формулі Релея записано у знаменнику. На перший погляд, зв'язок між цими величинами зворотній, але показник заломлення n знаходиться у чисельнику в четвертій степені, а він пов'язаний з числом молекул (часток N , які розсіюють) в одиниці об'єму наступним співвідношенням

$$n = 1 + c \nu N,$$

де ν – маса одної частки, яка розсіює;
 c – стала;
 N – число часток в одиниці об'єму;
 $\nu N = \rho$ – густина повітря.

Таким чином, чим більше часток в одиниці об'єму середовища, яке розсіює, тим інтенсивніше розсіювання.

Величина N у знаменнику враховує послаблення молекулярного розсіювання при порушенні 3-го постулата Релея – відстань між частками, які розсіюють, має бути більшою за довжину хвилі світла, що розсіюється.

Інтенсивність розсіяння залежить від ψ (кута між променем, який надходить і променем, який розсіюється).

Якщо у формулі Релея позначимо дріб через A , то

$$k_\lambda^\psi = A(1 + \cos^2 \psi).$$

Проаналізуємо залежність k_{λ}^{ψ} від ψ .

Задамо $\psi = 0^{\circ}$, тоді $\cos 0^{\circ} = 1$, а інтенсивність дорівнює $2A$ (рис. 4.6).

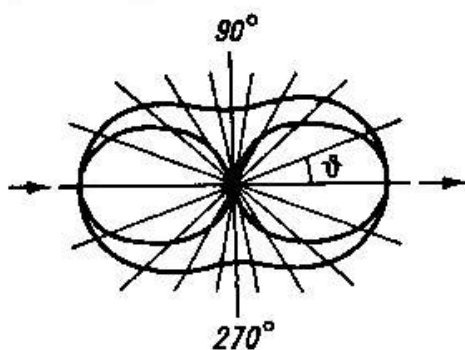


Рисунок 4.6 – Індикатриса молекулярного розсіяння

Задамо $\psi = 90^{\circ}$, тоді $\cos 90^{\circ} = 0$, а інтенсивність дорівнює A (рис. 4.6);

$\psi = 180^{\circ}$, $\cos 180^{\circ} = -1$, а інтенсивність дорівнює $2A$;

$\psi = 270^{\circ}$, $\cos 270^{\circ} = 0$, а інтенсивність дорівнює A .

Між заданими векторами проміжні вектори. Якщо кінці всіх векторів поєднати кривою, то дістанемо діаграму, яка називається індикатрисою розсіяння. Ця векторна діаграма наочно показує інтенсивність розсіяння світла в різних напрямках відносно променя, що надходить і часток, які розсіюють його. Максимальна інтенсивність (яскравість) розсіяного світла спостерігається вздовж променя, який надходить, і зустрічному до нього напрямку, а мінімальна – в площині, яка перпендикулярна до цього променя.

А що буде бачити спостерігач, який стоїть на землі? Якщо Сонце біля горизонту, згідно з індикатрисою розсіяння – найяскравіше небо спереди і позаду себе, а над своєю головою – найменш яскраве небо.

Аерозольне розсіяння

Аерозольне розсіяння – розсіяння на частках, розміри яких більші ніж довжина хвилі. До таких часток належать і краплі води (прозорі частки), і частки пилу (непрозорі частки). Теорія дійсна лише для часток сферичної форми. Цю теорію запропонував французський вчений Мі.

Згідно з цією теорією об'ємний коефіцієнт послаблення k_{λ} для великих часток виражається формулою:

$$k_{\lambda} = \pi r^2 f(\mu, m)N,$$

де $f(\mu, m)$ – деяка функція від $\mu = \frac{2\pi r}{\lambda}$ і комплексного показника заломлення m , яка називається ефективним перерізом розсіяння.

Графік функції $f(\mu, m)$ для випадку крапель води, яка має середнє значення показника заломлення $n = 1,33$, зображено на рис.4.7.

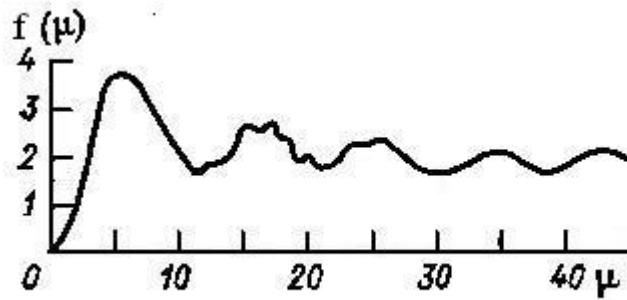


Рисунок 4.7 – Графік функції $f(\mu)$ для $n = 1,33$

Крива функції при малих значеннях μ має декілька максимумів, але якщо μ зростає до більше ніж 40, вона стає постійною і має значенні близькі до 2, у цьому разі розсіяння практично не буде залежати від довжини хвилі і тоді $k = 2\pi r^2 N$. Коли в атмосфері є аерозолі і їх багато, то колір неба стає білесим, оскільки світло всіх довжин хвиль розсіюється однаково. З цієї ж причини хмари мають білий колір.

Чим більша частка, тим більше індикатриса витягується вперед, тобто великі частки розсіюють в основному в напрямку променя, який надходить (рис.4.8).

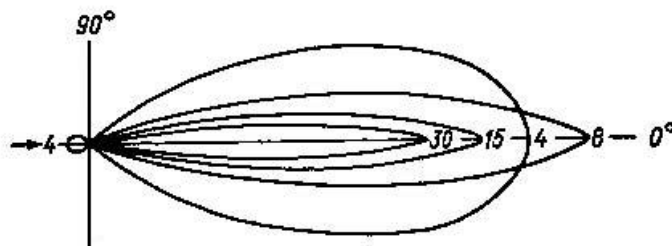


Рисунок 4.8 – Індикатриса розсіяння на аерозолях

На дуже великих частках за рахунок поглинання ними сонячних променів інтенсивність розсіяння зменшується.

4.5.4 Закони послаблення радіації в земній атмосфері

Послаблення потоку сонячної радіації в земній атмосфері зумовлене процесами поглинання і розсіяння.

Часто виникає необхідність розрахування потоків сонячної радіації біля земної поверхні. Найбільш прості міркування можна провести для потоку монохроматичної радіації.

Розглянемо монохроматичний потік сонячної радіації, тобто потік променів певної довжини хвилі. Нехай в точку A_1 (рис. 4.9), яка знаходиться на верхній границі атмосфери, надходить монохроматичний потік сонячної радіації I_{λ_0} . Від цієї точки A_1 монохроматичний потік (сонячний промінь) проходить до земної поверхні шлях A_1A в стовпі повітря одиничного поперечного перетину. Виділимо на цьому шляху малу відстань dl . На верхню границю цього відрізка надходить потік радіації з довжиною хвилі λ – I'_λ , а на його нижню границю – $I'_\lambda + dI'_\lambda$. dI'_λ – змінювання потоку при проходженні ним відрізка dl .

Тоді згідно із формулою Буге - Ламберта

$$dI'_\lambda = -\alpha_\lambda \rho I'_\lambda dl,$$

де

α_λ – масовий показник послаблення, $\text{м}^2/\text{кг}$;

ρ – густина повітря на виділеному шляху $\text{кг}/\text{м}^3$.

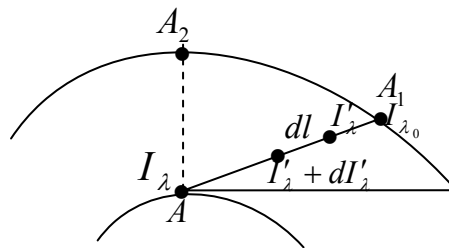


Рисунок 4.9 – До виводу формули послаблення потоку сонячної радіації в атмосфері

Проінтегруємо наведений вираз, розділивши спочатку змінні. Ліву частину формули інтегруємо від I_{λ_0} – це потік сонячної радіації на верхній границі атмосфери до I_λ – потік сонячної радіації біля земної поверхні біля земної поверхні; праву частину інтегруємо по всій довжині шляху від верхньої границі атмосфери до землі:

$$\int_{I_{\lambda_0}}^{I_{\lambda}} \frac{dI'_{\lambda}}{I'_{\lambda}} = - \int_0^l \rho \alpha_{\lambda} dl,$$

$l = A_1 A$ (рис.4.9).

Масовий показник послаблення α_{λ} , взагалі кажучи, змінюється на шляху від верхньої границі атмосфери до землі ($A_1 A$), бо змінюється процентний склад поглинаючих газів. Але оскільки α_{λ} характеризує послаблення радіації в стовпі повітря одиничної маси, то він не дуже змінюється, тобто його можна вважати сталим (не залежним від l) і винести за знак інтеграла

$$\ln \frac{I_{\lambda}}{I_{\lambda_0}} = - \alpha_{\lambda} \underbrace{\int_0^l \rho dl}_M.$$

Під знаком інтеграла залишилась маса нахиленого стовпа повітря з основою 1 м^2 і довжиною l , тобто $A_1 A$. Маса вертикального стовпа повітря, яка розташована над пунктом спостереження M_0 , – це та маса атмосфери, яку проходить промінь, коли Сонце в зеніті ($h_{\odot} = 90^{\circ}$). Розглянемо окремо трикутник $A_2 A A_1$ (рис. 4. 10). При великих висотах Сонця його можна вважати практично прямокутним. Тоді

$$\frac{AA_1}{AA_2} = \frac{1}{\sin h_{\odot}}.$$

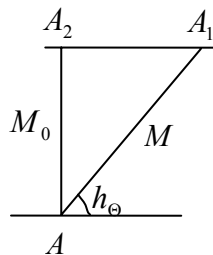


Рисунок 4.10 – До розуміння поняття оптичної маси

З іншого боку,

$$\frac{AA_1}{AA_2} = \frac{M}{M_0}.$$

$\frac{M}{M_0} = m$ – оптична маса атмосфери (або число оптичних мас) нахиленого стовпа повітря. M і M_0 мають розмірність маси, m – величина безрозмірна. Для вертикального стовпа $\frac{M_0}{M_0} = m_0 = 1$.

Таким чином, з рисунка 4.10

$$m = \frac{1}{\sin h_\odot}.$$

Число оптичних мас m можна визначити за цією формулою з достатньою для практичних цілей точністю для великих висот Сонця, але якщо висота Сонця $< 30^\circ$, ця формула дає велику похибку і тоді необхідно врахувати кривизну атмосфери і рефракцію сонячних променів. На практиці для визначення m користуються таблицею Бемпорада.

Якщо висота Сонця h_\odot зменшується, m зростає. Коли Сонце знаходиться на горизонті, оптична маса стовпа повітря, яку проходять сонячні промені, в 35 разів більша за масу вертикального стовпа (тобто m зменшується від 1 до 35).

З наведеного вище виразу – $M = M_0 m$. Тоді можна записати

$$\ln \frac{I_\lambda}{I_{\lambda_0}} = -\alpha_\lambda M_0 m.$$

Пропотенціюємо цей вираз

$$I_\lambda = I_{\lambda_0} e^{-\alpha_\lambda M_0 m}.$$

Введемо позначення – $\alpha_\lambda M_0 = \varepsilon_{\lambda_0}$ – це оптична товщина атмосфери.

Тоді

$$I_\lambda = I_{\lambda_0} e^{-\varepsilon_{\lambda_0} m}.$$

$e^{-\varepsilon_{\lambda_0}}$ – характеризує послаблення променистої енергії за рахунок поглинання і розсіяння в стовпі повітря масою M_0 .

$e^{-\varepsilon_{\lambda_0}} = P_\lambda$ – коефіцієнт прозорості.

Закон Буге – Ламберта буде мати вигляд

$$I_\lambda = I_{\lambda_0} P_\lambda^m.$$

Цей закон справедливий для монохроматичного потоку, який розповсюджується в ідеальній атмосфері.

Розглянемо фізичний сенс коефіцієнта прозорості P_λ . Нехай $m = 1$. Тоді

$$P_\lambda = \frac{I_\lambda}{I_{\lambda_0}}$$

Коефіцієнт прозорості показує, яка частка від тої променистої енергії, що надійшла на верхню межу атмосфери, доходить до поверхні землі ($P < 1$). Коефіцієнт прозорості для монохроматичного потоку не залежить від h_\odot , а залежить від прозорості атмосфери і від довжини хвилі λ . Найбільших значень P_λ сягає в ідеальній атмосфері (тобто сухій і чистій атмосфері). Оскільки основним процесом послаблення сонячної радіації в атмосфері є розсіяння, то коефіцієнт прозорості зі зростанням довжини хвилі збільшується, тому що розсіяння коротких хвиль більш значне, ніж довгих.

Для того, щоб дістати вираз закону Буге – Ламберта для інтегрального потоку сонячної радіації, необхідно визначити середні значення P та ε для окремих ділянок спектра і тоді

$$I = I_0 P^m$$

Цей закон характеризує послаблення в ідеальній атмосфері.

Коефіцієнт прозорості для інтегрального потоку не залежить від довжини хвилі, а залежить від оптичної маси атмосфери m . Зі зростанням m коефіцієнт прозорості P збільшується. Це зумовлено тим, що при проходженні через атмосферу сонячна радіація не тільки послаблюється, але і змінює свій спектральний склад. Наведемо пояснення за допомогою рисунка 4.11. Якщо поділити весь шлях променя на декілька частин (по одиничній масі кожна), то в першій одиничній масі послаблення за рахунок розсіяння велике, тому що тут промінь містить в собі найбільшу кількість коротких хвиль, перш за все фіолетових, і P_1 тут менше, ніж у інших одиничних масах.

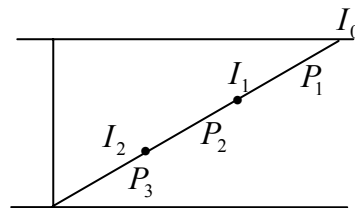


Рисунок 4.11 – До розуміння поняття „ефект Форбса”

У другій одиничній масі послаблення за рахунок розсіяння менше, тому що спектр сонячної радіації вже змінився: (коротких хвиль стало менше), а $P_2 > P_1$. У третій одиничній масі $P_3 > P_2$ і так далі. Тобто з наближенням до земної поверхні (зі зменшенням висоти) коефіцієнт прозорості P буде зростати внаслідок переважання довгохвильової радіації в загальному потоці. Це явище називають *ефект Форбса*.

Послаблення променистої енергії в реальній атмосфері

Реальна атмосфера відрізняється від ідеальної атмосфери. У ній присутні водяна пара, вуглекислий газ, аерозолі тверді та рідкі. Тобто мутність реальної атмосфери більша за мутність ідеальної атмосфери, яка визначається оптичною товщиною ідеальної атмосфери.

Оптичну товщину реальної атмосфери ε можна виразити через суму трьох доданків

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \varepsilon_w + \varepsilon_d,$$

де

$\varepsilon_0, \varepsilon_w, \varepsilon_d$ – оптичні товщини атмосфери, зумовлені відповідно послабленням радіації в ідеальній атмосфері, поглинанням водяною парою і вуглекислим газом та послабленням радіації домішками.

Розділимо кожний доданок на ε_0 :

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = 1 + \frac{\varepsilon_w}{\varepsilon_0} + \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_0}.$$

Тут $\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = T$ – фактор мутності;

$\frac{\varepsilon_w}{\varepsilon_0} = W$ – волога мутність;

$\frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_0} = D$ – суха мутність.

З урахуванням введених позначень можна записати такий вираз:

$$T = 1 + W + D.$$

Фактор мутності показує у скільки разів послаблення променистої енергії в реальній атмосфері більше ніж послаблення в одній ідеальній атмосфері.

Слід зазначити, що завжди $T > 1$. Середнє значення фактора мутності T в реальній атмосфері – 2.5 – 3. Під час пожеж, пісчаних і пилових бур $T \geq 5$.

Введемо T в рівняння Буге – Ламберта для реальної атмосфери

$$I = I_0 e^{-\varepsilon m}.$$

З врахуванням того, що $\varepsilon = \varepsilon_0 T$, можна записати

$$I = I_0 e^{-\varepsilon_0 T m}.$$

І тоді закон Буге – Ламберта для реальної атмосфери набуде вигляду:

$$I = I_0 P^{Tm}.$$

Фактор мутності більше залежить від забруднення атмосфери, ніж коефіцієнт прозорості P .

У реальній атмосфері сонячна радіація послаблюється приблизно на 20%.

4.6 Основні потоки сонячної радіації в атмосфері

Пряма сонячна радіація

Під прямою сонячною радіацією розуміють радіацію, яка надходить до місця спостереження у вигляді пучка паралельних променів. Або потік променів, який надходить безпосередньо від Сонця і навколо сонячної зони 5° .

Кількість променистої енергії, яка надходить до одиниці поверхні (горизонтальної, нахиленої або вертикальної) називається *інсоляцією*.

Як розрахувати кількість енергії, що надходить до горизонтальної поверхні?

Кількість радіації, яка надходить до перпендикулярної до сонячних променів поверхню CB дорівнює кількості радіації, яка надходить на горизонтальну поверхню AB (рис.4. 12), тобто

$$I \cdot BC = I' \cdot BA.$$

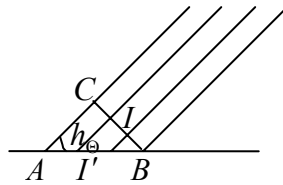


Рисунок 4.12 – Інсоляція на перпендикулярну і горизонтальну поверхні

З трикутника ABC випливає, що $BC = BA \cdot \sin h_{\Theta}$. Тоді $I \cdot BA \cdot \sin h_{\Theta} = I' \cdot BA$, тобто

$$I' = I \cdot \sin h_{\Theta},$$

де I' – кількість променистої енергії, яка надходить до 1 м^2 горизонтальної поверхні за 1 секунду, $[I'] = \frac{\text{кВт}}{\text{м}^2}$;

Величина прямої сонячної радіації, яка надходить до природної поверхні залежить від таких чинників:

- сонячної сталої I_0 (приблизно на 3.5% змінюється I_0 : взимку зростає до 1.43 кВт/м^2 , влітку зменшується до 1.32 кВт/м^2);
- від пори року, тобто від δ ;
- від прозорості атмосфери (чим більше значення P , тим більша величина прямої радіації);
- висоти Сонця (чим більша висота Сонця, тим більша кількість прямої радіації);
- кількості хмарності (зворотно пропорційно);
- висоти пункту спостереження (якщо ця висота зростає, то пряма радіація збільшується);
- нахилу поверхні і її орієнтації.

Кількість радіації на поверхні будь-якої орієнтації можна визначити за формулою

$$I' = I \cdot \cos \alpha,$$

де

$$\cos \alpha = \sin h_{\Theta} \cdot \cos S + \cos h_{\Theta} \sin S \cdot \cos (A_{\Theta} - A_S),$$

S – кут нахилу схила;

A_{\odot} – азимут Сонця, який залежить від його висоти, дати та часу доби. Відомо, що
$$\sin A_{\odot} = \frac{\cos \delta}{\cos h_{\odot}} \sin \tau.$$

A_S – азимут схила. Значення A_{\odot} і A_S відраховуються від півдня до півночі через захід (від 0 до 180°) або через схід (від 0 до -180°). При такому відліку A_S є кут між напрямком на південь і горизонтальною проекцією нормалі до поверхні. (У геодезії і топографії більш прийнятно A_{\odot} і A_S відраховується від півночі за годинниковою стрілкою від 0 до 360°). Наприклад, якщо схил повернутий до сходу, то $A_S = 90^\circ$, якщо до заходу – $A_S = 270^\circ$, якщо на північ – $A_S = 360^\circ$;

I' – інсоляція;

α – кут між перпендикуляром до схила і напрямком променю, який надходить від Сонця.

Розсіяна радіація

Розсіяна радіація – це сонячна радіація, яка надходить від всіх точок небесного склепіння до поверхні. Кількість розсіяної радіації, яка надходить до одиничної горизонтальної поверхні в одиницю часу, називається потоком розсіяної радіації, його позначимо i .

Потік розсіяної радіації на горизонтальну поверхню:

$$i = b(I_0 - I) \sin h_{\odot},$$

$b = \frac{1}{2}$ – для ідеальної атмосфери, $b = \frac{1}{3}$ – для реальної атмосфери.

Розсіяна радіація i залежить від:

- висоти Сонця h_{\odot} (чим $> h_{\odot}$, тим $> i$);
- прозорості атмосфери (чим $> P$, тим $< i$);
- хмарності (як правило, хмари Cs, Ac можуть збільшити i в 2 – 3 рази порівняно з безхмарним небом). Це залежить від потужності хмар та їх кількості. Якщо кількість хмар нижнього ярусу становить 10 балів, i може бути дуже малим.
- снігового покриву (за його наявності відбита пряма радіація розсіюється і це збільшує потік розсіяної радіації);
- висоти над рівнем моря (зі збільшенням її розсіяна радіація зменшується, тобто на вершині гори i менше, ніж біля її підніжжя).

У спектрі розсіяної радіації максимум енергії приходить на довжини хвиль $\lambda = 0.425 - 0.450$ мкм (короткі хвилі).

Сумарна радіація

Потоком сумарної радіації (або просто сумарною радіацією Q) називається сума потоків прямої I' і розсіяної i сонячної радіації, які надходять до горизонтальної поверхні

$$Q = I' + i.$$

Цей вираз записано для безхмарного неба.

Сумарна радіація залежить від:

- висоти Сонця h_{\odot} (сумарна радіація максимальна у полудень, коли h_{\odot} максимальна);
- снігового покриву, коли Q стає більшою за рахунок більшого відбиття та повторного розсіяння;
- хмарності.

Сумарна радіація змінюється в широких межах. Зі зростанням хмарності вона зменшується, як правило. Зазвичай, сумарна радіація не перебільшує I_0 , але іноді бувають випадки, коли ця закономірність порушується. Наприклад, в горах на схилі Ельбрусу в полудень, коли спостерігались купчасті хмари Си в кількості 7 балів – $Q = 1.44$ кВт/м², а при 10 балах з просвіченням $Q = 1.45$ кВт/м². Причиною цього є відбиття прямої і розсіяної радіації від засніжених схилів і багаторазове їх розсіювання.

Альbedo

Альbedo або відбивальна здатність будь-якої поверхні – це відношення потоку відбитої даною поверхнею радіації до потоку радіації, яка надходить до неї, виражене в частках одиниці або у відсотках.

$$A = \frac{I_{\text{відб}}}{Q_n}.$$

Альbedo земної поверхні залежить від стану підстильної поверхні та її кольору, а також від висоти Сонця. Найбільше зачення A має сніг свіжевиपाший $A = 80 - 90\%$. Лежалий сніг має $A = 40 - 60\%$, а чернозем – $A = 5 - 15\%$. Для океану A залежить від h_{\odot} (якщо Сонце в зениті, то $A = 2\%$, якщо Сонце біля горизонту ($h_{\odot} = 5^{\circ}$), то $A = 35\%$).

Альbedo хмар залежить від вертикальної протяжності хмар і їхнього водозапасу (маси крапель в стовпі хмари). Зі зростанням вертикальної протяжності і водозапасу хмари A збільшується.

4.7 Довгохвильове випромінювання землі і атмосфери

Земля поглинає сонячну короткохвильову радіацію та нагрівається. А якщо земля і атмосфера, як і будь-яке інше тіло, мають температуру більшу за абсолютний нуль, випромінюють енергію. Оскільки їхні температури малі порівняно з температурою Сонця, вони випромінюють довгі хвилі (інфрачервона частина спектру). Земля випромінює в межах довжин хвиль $\lambda = 4 - 40$ мкм.

Землю можна вважати сірим тілом, тому для визначення енергії, яка випромінюється, можна використати вираз:

$$E_3 = \delta \sigma T^4,$$

де

δ – відносний показник поглинання, $\delta = 0.85 - 0.99$.

В атмосфері відбувається поглинання цього випромінювання, тобто атмосферу гріє земля, а не Сонце. В атмосфері знаходяться гази, які поглинають довгохвильову радіацію: H_2O , CO_2 , O_3 . Найбільш потужні полоси поглинання водяної пари мають спектральні інтервали 5.5 – 7.0 мкм і > 17 мкм, вуглекислого газу – 4.1 – 4.45 мкм, 12.9 – 17.1 мкм. Озон має декілька полос поглинання в інфрачервоній частині спектра.. Проте, практичний інтерес являє полоса поглинання озону, центр якої припадає на $\lambda = 9.65$ мкм, тому що саме вона знаходиться в області так званого атмосферного вікна. Атмосферне вікно – це довжини хвиль в межах $\lambda = 8.5 - 11$ мкм. Поглинання радіації в цій області дуже мале. Випромінювання землі і нижніх шарів атмосфери в цьому діапазоні хвиль проходить крізь атмосферу в світовий простір за умови відсутності хмар, крізь атмосферне вікно земля втрачає 17 – 30% тепла.

За наявності хмар все земне випромінювання може бути поглинутим в атмосфері.

Спроможність атмосфери пропускати до земної поверхні короткохвильову сонячну радіацію і поглинати довгохвильове випромінювання земної поверхні називають парниковим ефектом.

Перенос довгохвильової радіації в атмосфері

Випромінювання атмосфери відбувається дифузно, тобто у всі боки. Ми розглянемо лише потоки радіації, які спрямовані вгору і вниз (рис. 4.13).

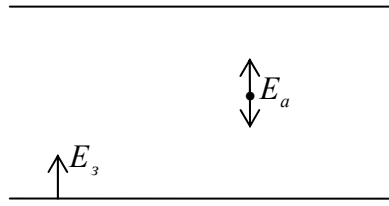


Рисунок 4. 13– Потоки довгохвильової радіації

Для кількісного опису довгохвильової радіації в атмосфері використовується поняття *енергетичної яскравості*. Енергетична яскравість G_λ – кількість променистої енергії, яка проходить через 1 м^2 поверхні, перпендикулярної до променів, за одиницю часу в одиничному діапазоні хвиль ($d\lambda = 1 \text{ мкм}$) в межах одиничного тілесного кута (1 стерадіан).

Одиниці вимірювання енергетичної яскравості для монохроматичної радіації $G_\lambda = \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{ мкм ср}} \right]$ або $G_\lambda = \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^3 \text{ ср}} \right]$.

Між променистим потоком I_λ і енергетичною яскравістю G_λ існує такий зв'язок: $I_\lambda = \pi G_\lambda$. Він має місце, коли поле випромінювання ізотропне, тобто коли енергетична яскравість не залежить від напрямку розповсюдження променів (однакова у всіх напрямках). Якщо розглядати монохроматичний потік радіації у межах одиничного тілесного кута, то він дорівнює енергетичній яскравості.

Рівняння переносу довгохвильової радіації в атмосфері

Ця теорія дуже складна, але ми розглянемо найпростіший варіант, щоб пояснити фізику процесу.

Як вже підкреслювалось, розглядаємо перенос лише по осі z . Для виключення похибки за рахунок того, що розповсюдження потоку довгохвильової радіації в атмосфері відбувається дифузно, а не лише по осі z треба коефіцієнт поглинання збільшити у 1.66 рази. В основі всіх міркувань буде поняття енергетичної яскравості.

Виділимо в атмосфері тонкий шар повітря товщиною dz , густина водяної пари в ньому – ρ (рис. 4.14). Через цей шар проходять два потоки монохроматичної довгохвильової радіації. Один такий потік спрямований від земної поверхні – тобто це енергетична яскравість для певної довжини

хвилі на нижній границі елементарного шару dz – U_λ , а на його верхній границі. $U_\lambda + dU_\lambda$. Другий потік L_λ спрямований вниз: на верхній межі виділеного шару енергетична яскравість – $L_\lambda + dL_\lambda$, а на нижній – L_λ . Крім того, шар dz теж поглинає, а значить і випромінює енергію: вгору – $e_\lambda \rho dz$, і вниз – $e_\lambda \rho dz$, тобто однакову за величиною.

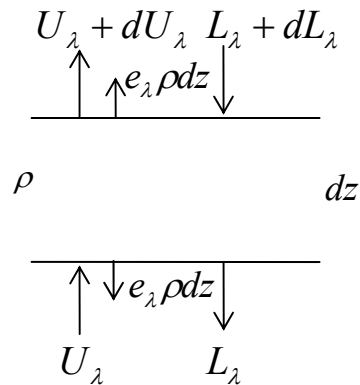


Рисунок 4.14 – До рівняння переносу довгохвильового випромінювання в атмосфері

Теорія переносу довгохвильового випромінювання була запропонована Кузнецовим. Він довів, що розсіяну енергію можна не враховувати, тому що її потоки в різних шарах повітря взаємно компенсуються.

Таким чином система рівнянь переносу монохроматичної довгохвильової радіації має вигляд:

$$\frac{dU_\lambda}{dz} = \alpha_\lambda \rho (B_\lambda - U_\lambda)$$

$$\frac{dL_\lambda}{dz} = \alpha_\lambda \rho (L_\lambda - B_\lambda).$$

Для інтегрального потоку радіації система рівнянь з врахуванням того, що $dm = \rho dz$, наступна:

$$\frac{dU}{dm} = \alpha (B - U)$$

$$\frac{dL}{dz} = \alpha (L_\lambda - B)$$

Різниця потоків на будь-якому рівні:

$$U - L = F$$

– це *ефективний потік*. Якщо ця різниця виміряна біля земної поверхні, то

$$U_0 - L_0 = F_0.$$

Тут $U_0 = E_3$ – випромінювання земної поверхні;

$L_0 = E_a$ – зустрічне випромінювання атмосфери;

F_0 – ефективне випромінювання.

Тоді останній вираз можна записати: $F_0 = E_3 - E_a$.

Різницю потоків на верхній границі атмосфери можна записати таким чином:

$$F_\infty = U_\infty - L_\infty,$$

тут $L_\infty = 0$, тобто це радіація, яка спрямована у космічний простір (іншими словами це тепло, яке земля втрачає).

Ефективне випромінювання F_0

Отже, ефективне випромінювання – це різниця між випромінюванням підстильної поверхні і зустрічним випромінюванням атмосфери, поглинутим цією поверхнею.

Величина ефективного випромінювання залежить від:

- температури поверхні землі (океана або суші): чим вища температура підстильної поверхні, тим більше ефективне випромінювання F_0 ;
- температури повітря: чим вища температура повітря, тим менше ефективне випромінювання F_0 ;

- вологості повітря (абсолютної вологості): чим більша вологість повітря, тим менше ефективне випромінювання F_0 ;
- хмарності: чим більша кількість хмар і чим більша їхня водність і вертикальна протяжність, тим менше ефективне випромінювання F_0 ;
- вологості ґрунту: чим більша вологість ґрунту, тим більше F_0 . За високої вологості ґрунту зростає теплопровідність його і якщо охолоджується верхній шар ґрунту, то з внутрішніх шарів його передається тепло швидше до поверхні.

У середньому земна поверхня випромінює 400 Вт/м^2 , атмосфера – 290 Вт/м^2 . Але Земля втрачає менше тепла за рахунок атмосфери, тобто вона втрачає не 400 Вт/м^2 , а лише 110 Вт/м^2 . І відбувається це завдяки парниковому ефекту.

Величину ефективного випромінювання можна розрахувати за допомогою емпіричних формул:

1. Формула Ангстрема

$$F_0 = \delta \sigma T_A^4 (A + B \cdot 10^{-Ce}) + \delta \sigma (T_0^4 - T_a^4).$$

Тут A, B, C – емпіричні коефіцієнти $A = 0,180$; $B = 0,250$; $C = 0,95$;

δ – відносний показник поглинання для земної поверхні;

σ – стала Стефана-Больцмана;

T_a – температура атмосфери;

e – парціальний тиск водяної пари в гПа;

T_0 – температура земної поверхні.

2. Формула Брента

$$F_0 = \delta \left[\sigma T_0^4 - \sigma T_a^4 (D + G\sqrt{e}) \right].$$

Тут D і G – емпіричні коефіцієнти; $D = 0,61$, $G = 0,05$.

Ефективне випромінювання має добовий хід з максимумом в післяполудневі години і мінімумом перед сходом сонця. У річному ході максимум ефективного випромінювання – влітку, мінімум – взимку.

4.8 Радіаційний баланс земної поверхні і атмосфери

Радіаційний баланс поверхні землі

Радіаційний баланс – це співвідношення між приходом і витратами різних радіаційних потоків. Розглянемо всі ці потоки радіації (4.15).

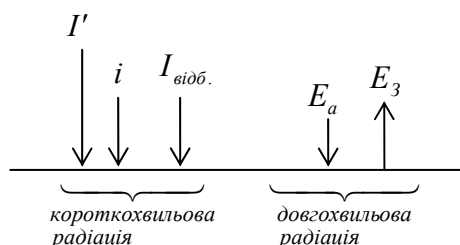


Рисунок 4.15 – Потоки радіації біля поверхні землі

Нагадаємо, що I' – пряма радіація на горизонтальну поверхню, i – розсіяна радіація, $I_{\text{відб.}}$ – відбита радіація, E_3, E_a – випромінювання земної поверхні і атмосфери відповідно. Тоді співвідношення між вказаними потоками радіації можна записати у вигляді:

$$R_0 = (I' + i) - I_{\text{відб.}} + E_a - E_3.$$

З врахуванням того, що $I_{\text{відб.}} = A(I' + i)$, останній вираз можна надати так

$$R_0 = (I' + i) - A(I' + i) + E_a - E_3.$$

І, нарешті, якщо врахувати, що $E_3 - E_a = F_0$, $E_a - E_3 = F_0$, то

$$R_0 = (I' + i)(1 - A) - F_0$$

або

$$R_0 = R_{\kappa} - F_0,$$

де

$$R_{\kappa} = (I' + i)(1 - A) - \text{короткохвильовий баланс.}$$

Математичний вираз R_0 – рівняння радіаційного балансу земної поверхні.

$E_a - E_3 = B_0$ – довгохвильовий баланс. Таким чином, $B_0 = -F_0$. Тобто, довгохвильовий баланс чисельно дорівнює ефективному випромінюванню, але із зворотним знаком.

Радіаційний баланс змінюється в залежності від широти, пори року і доби, погодних умов тощо. Він може бути як додатним так і від'ємним. Розглянемо добовий хід радіаційного балансу (рис.4.16).

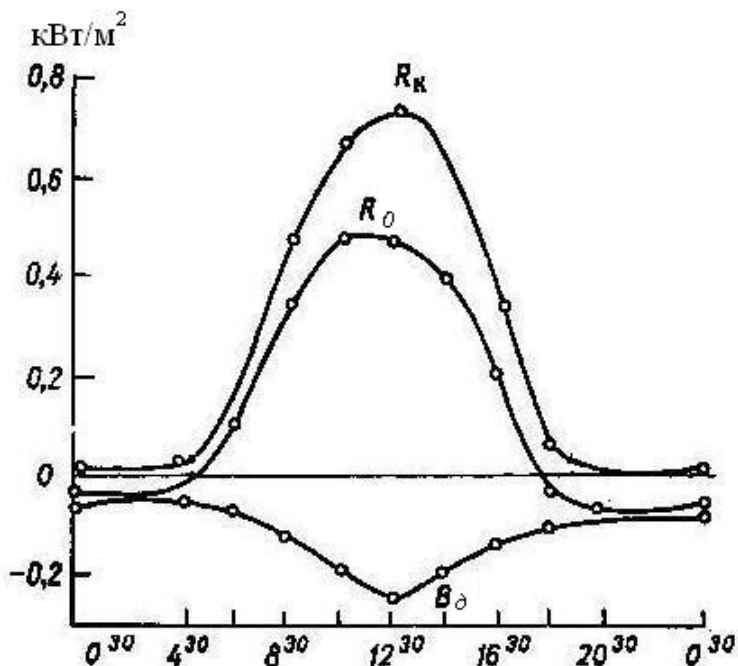
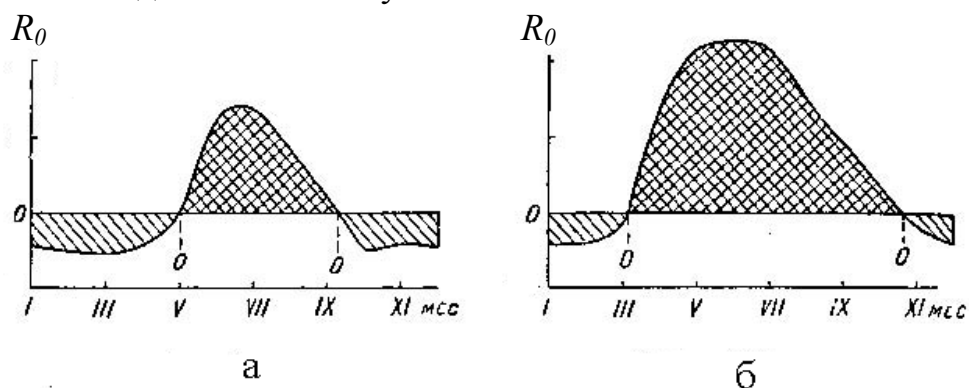


Рисунок 4.16 – Добовий хід радіаційного балансу

Взимку за добу радіаційний баланс $R_0 < 0$, тому взимку холодно. Влітку за добу $R_0 > 0$, тому влітку тепло.

Розглянемо річний хід радіаційного балансу (4.17).

Протягом року R_0 залишається додатним приблизно до узбережжя Північного Льодовитого океану.



а – $\varphi = 70^\circ$ пн.;
б – $\varphi = 45^\circ$ пн.

Рисунок 4.17 – Річний хід радіаційного балансу на різних широтах

Отже, влітку до помірних широт надходить тепла більше, ніж втрачається, а перегріву нема. Чому? Тому що в атмосфері існує міжширотний перенос повітряних мас, коли теплі повітряні маси з низьких широт переносяться у високі широти, холодні повітряні маси – в низькі широти. Крім того, існує ще один механізм переносу тепла – морські течії. Цей механізм більш активний. Морські течії переносять тепло з низьких широт у високі та навпаки.

Радіаційний баланс системи земля – атмосфера

Під системою земля – атмосфера розуміють стовп повітря одиничного поперечного перерізу, нижньою межею якого є земна поверхня, а верхньою – верхня межа атмосфери. Радіаційний баланс системи земля – атмосфера R_{3-A} – це сума радіаційного балансу земної поверхні R_3 та радіаційного балансу атмосфери R_A :

$$R_3 = (I' + i)(1 - A) - F_0.$$

$$R_A = \underbrace{q + E_3}_{\substack{\text{приходна частина} \\ \text{радіаційного балансу} \\ \text{атмосфери}}} - \underbrace{E_A - F_\infty}_{\substack{\text{витратна частина} \\ \text{радіаційного балансу} \\ \text{атмосфери}}},$$

отже
$$R_{3-A} = (I' + i)(1 - A) + q - E_\infty.$$

Радіаційний баланс системи земля – атмосфера додатний до широти 35° від екватора в обидва боки. У полосі широт $30 - 40^\circ$ – він близький до нуля, за межами $\varphi = 40^\circ$ $R_{3-A} < 0$. Це пов'язано з тим, що $F_\infty \gg F_0$ ($F_\infty = 1.8F_0$).

Радіаційний баланс атмосфери $R_A < 0$.

Радіаційний баланс земної поверхні в цілому є додатним.

5 ТЕПЛОВИЙ РЕЖИМ ПІДСТИЛЬНОЇ ПОВЕРХНІ ТА АТМОСФЕРИ

Основна частина сонячної енергії поглинається земною поверхнею, яка сама стає джерелом теплового випромінювання. Це тепло передається як прилеглим до неї шарам атмосфери, так і глибинним шарам ґрунту. Основним механізмом передачі тепла в ґрунті є молекулярна теплопровідність. Шар ґрунту або води, в якому існують добові і річні коливання температури називається *діяльним шаром*.

В залежності від теплових характеристик ґрунту і води відповідно товщина діяльного шару суші змінюється від 8 до 30 м, океану – від 200 до 300 м в залежності від прозорості води.

5.1 Тепловий режим ґрунту

Основні теплові характеристики ґрунту

До основних теплових характеристик ґрунту належать:

- *Питома теплоємність ґрунту (c)* – кількість тепла, яку необхідно витратити, щоб нагріти 1 кг речовини на 1 К. Одиниці її вимірювання

$$[c] = \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}.$$

Питома теплоємність змінюється мало для основних складових ґрунту (пісок, глина, торф).

- *Об'ємна теплоємність ґрунту ($c\rho$)* – кількість тепла, яку необхідно витратити, щоб нагріти 1 м³ речовини на 1 К. Одиниці її вимірювання

$$[c\rho] = \frac{\text{Дж}}{\text{м}^3 \cdot \text{К}}.$$

Для основних складових ґрунту вона приблизно однакова. Але об'ємна теплоємність води і повітря дуже відрізняються. $(c\rho)_{\text{води}}$ на 3 – 4 порядки перебільшують $(c\rho)_{\text{повітря}}$. Тому при зростанні вологості і зменшенні пористості ґрунту зростає $c\rho$.

- *Коефіцієнт теплопровідності λ* характеризує теплопровідність ґрунту – здатність ґрунту проводити тепло. Коефіцієнт теплопровідності – це кількість тепла, яка проходить за одиницю часу (1с) через площину 1 м² ґрунту при одиничному вертикальному температурному градієнті, який дорівнює 1 К/м. Одиниці вимірювання коефіцієнта теплопровідності

$$[\lambda] = \frac{\text{Дж}}{\text{м} \cdot \text{с} \cdot \text{К}}.$$

λ залежить від мінерального складу ґрунту, від його пористості. Якщо зростає пористість, то теплопровідність зменшується через збільшення відносного об'єму зайнятого повітрям, але у вологому ґрунті пори заповнюються водою, тому теплопровідність збільшується.

- *Коефіцієнт температуропровідності (a)* – відношення коефіцієнта теплопровідності до об'ємної теплоємності:

$$a = \frac{\lambda}{c \rho} \left[\frac{\text{м}^2}{\text{с}} \right].$$

Рівняння теплопровідності ґрунту

У природних умовах в ґрунті завжди існує вертикальний потік тепла певного напрямку (або від підстильної поверхні углиб ґрунту, або у протилежному напрямку). Він зумовлений передачею тепла від більш нагрітих шарів ґрунту до менш нагрітих.

Якщо за додатний напрямок вертикальної осі прийнято напрямок в глибину ґрунту, то потік тепла в ґрунті Q_m на довільній глибині ξ пропорційний градієнту температури $\frac{\partial T}{\partial \xi}$:

$$Q_m = -\lambda \frac{\partial T}{\partial \xi},$$

де λ – коефіцієнт теплопровідності.

З рівняння видно, що потік тепла в ґрунті додатний ($Q_m > 0$), коли $\frac{\partial T}{\partial \xi} < 0$, тобто коли він спрямований униз від поверхні у глибину ґрунту. Потік тепла в ґрунті від'ємний ($Q_m < 0$), коли він спрямований уверх з глибин ґрунту до його поверхні.

Приплив тепла q_m до одиничної маси ґрунту залежить від потоку тепла таким чином:

$$q_m = -\frac{\partial Q_m}{\rho \partial \xi},$$

де

ρ – щільність ґрунту,
 $\rho \partial \xi = dm$ – маса одиничного стовпа ґрунту.

За рахунок цього тепла температура ґрунту зміниться на $\partial T = \frac{q_m}{c}$ за одну секунду, а за час t – $\partial T = \frac{q_m}{c} dt$. Підставимо у це рівняння значення q_m , тоді :

$$\partial T = -\frac{\partial Q_m}{c\rho\partial\xi} dt.$$

Змінювання температури за 1 годину буде такою

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{\partial Q_m}{c\rho\partial\xi} dt.$$

З використанням виразу для Q_m останнє рівняння можна записати

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{c\rho} \frac{\partial}{\partial\xi} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial\xi} \right)$$

Будемо вважати, що коефіцієнт теплопровідності λ з глибиною не змінюється, тоді

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{c\rho} \frac{\partial}{\partial\xi} \left(\frac{\partial T}{\partial\xi} \right).$$

З врахуванням математичного виразу для коефіцієнта температуропровідності a остання формула набуде вигляду:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial\xi^2} \quad -$$

це рівняння потоку тепла углиб ґрунту (рівняння Фур'є) або основне рівняння теплопровідності. Температура ґрунту згідно з цим рівнянням є функцією часу і глибини, а також залежить від теплових характеристик ґрунту.

Закони розповсюдження температурних коливань в ґрунті

Закони розповсюдження тепла в ґрунті (закони Фур'є) можна дістати

із розв'язання основного рівняння теплопроводності з наступними припущеннями:

- теплота передається лише шляхом молекулярної теплопроводності;
- ґрунт однорідний і ізотропний;
- температура ґрунту змінюється лише по вертикалі;
- поверхня земна горизонтальна;
- температура на поверхні ґрунту з часом змінюється за простою гармонічною функцією:

$$T(0,t) = \bar{T}_0 + A_0 \sin \frac{2\pi}{P} t,$$

де \bar{T}_0 – середня добова або середня річна температура поверхні ґрунту;

P – період коливання (доба або рік);

A_0 – амплітуда температурних коливань за період P ;

t – час (змінна координата).

Сформулюємо закони Фур'є.

1. Період коливань температури не змінюється з глибиною $P = \text{const}$.
2. Амплітуда коливань температури ґрунту з глибиною зменшується згідно з таким математичним виразом:

$$T(\xi,t) = \bar{T}_0 + A_0 e^{-\xi \sqrt{\frac{\pi}{aP}}} \left[\sin \frac{2\pi}{P} \left(t - \frac{\xi}{2} \sqrt{\frac{P}{a\pi}} \right) \right],$$

де

$$A_\xi = A_0 e^{-\xi \sqrt{\frac{\pi}{aP}}}.$$

З цього виразу видно, що амплітуда A_ξ коливань температури з глибиною зменшується за експоненціальним законом.

Реальний добовий і річний хід температури ґрунту

Аналіз безпосередніх спостережень за температурою ґрунту на різних глибинах дозволяє зробити наступні висновки.

У добовому ході температури поверхні ґрунту її максимум спостерігається в умовах найбільшої інсоляції зразу після полудню, а мінімум – перед сходом сонця. Зі збільшенням глибини ґрунту

спостерігається зменшення амплітуди коливань і зміщення максимуму і мінімуму на більш пізні години.

У середньому глибина проникнення добових коливань температури ґрунту в залежності від його властивостей і географічних умов змінюється приблизно від 35 до 100 см. Запізнення в настанні максимуму і мінімуму в середньому становить 2 – 3 години на кожні 10 см глибини, а річних – на 2 доби.

Річний хід температури поверхні ґрунту в помірних широтах і високих широтах характеризується максимумом в липні або серпні і мінімумом в січні або лютому. У тропічних областях він більш складний, що зумовлено впливом хмарності.

Амплітуда річного ходу на оголеній поверхні доволі велика і більша в низьких широтах, ніж у високих. Спостереження показують, що в середньому за рік ґрунт завжди тепліший за повітря на декілька десятих градуса. Амплітуда річних коливань з глибиною зменшується, проте значно повільніше, ніж амплітуда добових коливань.

Глибина проникнення річних коливань, яка теоретично має бути в 19 разів більшою, ніж глибина проникнення добових коливань, у дійсності значно більша і становить в низьких широтах 5 – 10 м, а в середніх і високих широтах 8 – 24 м, доходючи іноді до 30 м. Запізнювання в проникненні річного ходу температури у середньому становить 20 – 30 діб на кожний метр глибини.

Наведемо деякі максимальні значення температури поверхні ґрунту, які спостерігались на земній кулі. Так, у пустелях найбільш жарких областей земної кулі вони сягали 70° і більше. Також великими є і значення амплітуди добових коливань, які сягають величин майже 57° ; у зовнішньотропічних країнах добові коливання у ясні дні зазвичай становлять майже 25° .

Вплив рослинного і снігового покривів на тепловий режим ґрунту

Наявність рослинного покриву на поверхні ґрунту суттєво впливає на тепловий режим ґрунту. Він затіняє поверхню, тому зменшує нагрівання ґрунту у денні години. А у нічні години трав'яний покрив затримує тепло, тобто зменшує випромінювання землі, а через це і ефективно випромінювання.

На змінювання теплового режиму ґрунту ще в більшій мірі впливає ліс. Влітку ґрунт у лісі холодніший, ніж на галявині і у полі. Взимку –

навпаки. У середньому за рік ґрунт в лісі на всіх глибинах холодніший на 2 – 2,5°C, ніж у полі.

Особливо великий вплив на тепловий режим ґрунту здійснює сніговий покрив, на що вказував ще О.І. Воєйков.

Сніговий покрив виконує подвійну роль. З одного боку, він утеплює ґрунт. Це пов'язано з тим, що теплопровідність снігу дуже мала і суттєво залежить від його щільності. Мала теплопровідність призводить до значного послаблення теплообміну між ґрунтом і атмосферою. Завдяки цьому сніговий покрив запобігає глибокому промерзанню ґрунту і різким змінам температури. Температура ґрунту під сніговим покривом зазвичай вища за температуру поверхні снігу і оголеної поверхні.

З іншого боку, снігова поверхня характеризується високими значеннями альбедо, що призводить до сильного вихолодження поверхні снігу.

Крім того, у весняні місяці сніг утруднює прогрівання ґрунту, бо забирає багато тепла на танення. Тому весною ґрунт під снігом має більш низьку температуру, ніж оголений.

5.2 Тепловий режим атмосфери

Як відомо, повітря нагрівається від довгохвильового випромінювання за рахунок його поглинання. Розглянемо основні процеси, завдяки яким тепло від земної поверхні передається в атмосферу і в шарах атмосфери.

1. *Молекулярний потік тепла.* Фізичним механізмом передачі тепла є хаотичний рух молекул повітря (так званий Броунівський рух). Цей процес є значущим лише для шару товщиною декілька сантиметрів, який безпосередньо прилягає до підстильної поверхні. Молекулярний потік тепла в атмосфері має такий математичний вираз

$$Q_m = - a c_p \rho \frac{\partial T}{\partial z},$$

де

a – коефіцієнт молекулярної теплопровідності;

c_p – питома теплоємність за умови сталого тиску;

ρ – густина повітря;

$\frac{\partial T}{\partial z}$ – вертикальний градієнт температури.

2. *Променистий потік тепла.* Потік тепла, зумовлений випромінюванням і поглинанням довгохвильової радіації, називається променистим. Він описується рівняннями переносу довгохвильової радіації, які розглядалися

раніше. Променистий потік тепла Q_{np} перебільшує Q_m в атмосфері на два порядки.

3. *Турбулентний потік тепла.* Потік тепла в атмосфері, зумовлений хаотичними рухами турбулентних вихорів, називається турбулентним Q_T і надається у такому вигляді:

$$Q_T = -k\rho c_p \frac{\partial\theta}{\partial z},$$

де

k – коефіцієнт турбулентності;

$\frac{\partial\theta}{\partial z}$ – вертикальний градієнт потенціальної температури.

За умови розвинутої турбулентності цей потік тепла може на два порядки перебільшувати променистий потік тепла Q_{np} .

4. *Конвективний потік тепла.* Потік тепла у вертикальній площині, зумовлений дією сили пливучості з деякою середньою швидкістю, називається конвективним потоком тепла Q_k . Величина цього потоку через 1 м^2 перпендикулярної до напрямку потоку поверхні має вигляд:

$$Q_k = c_p v \rho T,$$

де

v – швидкість вітру.

Горизонтальна складова швидкості вітру перебільшує його вертикальну складову майже на два порядки. Перенос тепла по горизонталі (горизонтальну складову Q_k) називають адвективним потоком тепла. Власне конвективним потоком Q_k зазвичай називають лише вертикальну складову цього потоку (перенос тепла по вертикалі).

5. *Потік тепла, зумовлений фазовими перетвореннями води* (випаровуванням і замерзанням води, конденсації і сублімації водяної пари, таненням снігу). Випаровування відбувається з поверхні ґрунту і води. На випаровування витрачається тепло. Водяна пара може конденсувати і при цьому завжди виділяється скрита теплота пароутворення. На танення снігу витрачається тепло. При замерзанні води або сублімації водяної пари виділяється тепло – скрита теплота плавлення. Коли конденсація і сублімація пари відбувається в атмосфері, там виділяється теплова енергія, яка була витрачена на поверхні землі. Але фазові перетворення не є сталим механізмом передачі енергії.

Нарешті слід зазначити, що значущість механізмів передачі тепла в атмосфері можна визначити у такій послідовності: турбулентний теплообмін, випромінювання і поглинання радіації, конвективний теплообмін, фазові перетворення води.

Основні характеристики турбулентності

Всі рухи в атмосфері поділяють на два види: молекулярні і молярні. *Молекулярний рух* – хаотичний рух молекул, який визначається їхньою кінетичною енергією. *Молярний рух* – загальний рух тіла (або рідини), який є середнім для всіх молекул, з яких складається тіло. Він зумовлений дією якоїсь сили. Види молярного руху: ламінарний і турбулентний (вихоревий). *Ламінарний рух* – це рух, за якого частки рідини або газу пересуваються паралельно одна одній. *Турбулентний рух* – рух, за якого окремі частки рідини або газу пересуваються хаотично, неупорядковано. За умови турбулентного руху швидкість руху коливається біля свого середнього значення ($\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$), тобто миттєве (u, v, w) значення швидкості можна надати сумою середнього значення і пульсаційного (u', v', w'):

$$u = \bar{u} + u'; \quad v = \bar{v} + v'; \quad w = \bar{w} + w'.$$

Кожна частка, яка приймає участь у вихоревому русу (або турбулентному перемішуванні), називається *турбулентним молекул*. Турбулентні молекули відриваються від загального потоку в одній точці простору, пересуваються на деяку відстань і змішуються з потоком у іншій точці. Розмір турбулентних вихорів у приземному шарі з віддаленням від твердої земної поверхні зростає.

Миттєва швидкість турбулентного руху c , як згадувалось, дорівнює сумі середньої швидкості \bar{c} і її пульсаційного значення c' (пульсація швидкості – це відхилення від середньої швидкості вітру) даної частки повітря.

Рухаючись, турбулентні молекули переносять водяну пару, різні домішки і інші фізичні властивості повітря як у горизонтальному, так і у вертикальному напрямках. Якщо розглядати це перенесення по вертикалі, то можна ввести поняття турбулентного потоку водяної пари, тепловмісту, аерозолей тощо.

Одже, *турбулентним потоком* називається кількість субстанцій, яка переноситься через одиницю поверхні в одиницю часу. Тому одиницею потоку Q є $\frac{\text{кг}}{\text{м}^2 \text{с}}$. Інтенсивність цього потоку залежить від вертикальних

градієнтів відповідних субстанцій $\frac{\partial s}{\partial z}$. Таким чином, математичний вираз турбулентного потоку тепла будь-якої субстанції s має вигляд

$$Q_s = -A \frac{\partial s}{\partial z},$$

де

A – коефіцієнт турбулентного обміну. Він дорівнює потоку домішки (або водяної пари) за умови, що вертикальний градієнт її становить одиницю, тобто $-\frac{\partial s}{\partial z}=1$. Вертикальний градієнт питомого вмісту $-\frac{\partial s}{\partial z}$ має одиницю – м^{-1} . Тоді одиницею коефіцієнта турбулентного обміну A є $\frac{\text{кг}}{\text{мс}}$.

Поряд з коефіцієнтом турбулентного обміну використовують поняття коефіцієнта турбулентності k

$$k = \frac{A}{\rho}.$$

Одиниця коефіцієнта турбулентності – $\frac{\text{м}^2}{\text{с}}$.

Коефіцієнти A і k залежать від вертикального градієнта швидкості, стратифікації атмосфери, властивостей земної поверхні (її шорсткості, термічної неоднорідності). З висотою вони зростають.

З метою теоретичного вивчення складного процесу турбулентного перемішування введено поняття *шлях зміщення* l – це відстань, на яку переміститься турбулентний моль від моменту зародження до повного зміщення з повітряним потоком. Вихори (турбулентні молі) біля земної поверхні мають менший шлях зміщення, з висотою їхній шлях зміщення зростає.

Шар атмосфери, в якому коефіцієнт турбулентності за будь-яких умов збільшується з висотою, називають *приземним шаром*. На рух повітря в приземному шарі впливають нерівності підстильної поверхні. Характеристикою цих нерівностей підстильної поверхні є *шорсткість* z_0 . Є два шари шорсткості. Перший – нижній шар шорсткості – шар прилипання (товщиною декілька міліметрів), в якому рух відсутній. Другий шар шорсткості – це шар, в якому нема упорядкованого руху, тобто є лише турбулентні вихори. Товщина шару шорсткості визначається висотою нерівностей h і становить

$$z_0 \cong \frac{1}{10} \div \frac{1}{7} h.$$

У місті *шорсткість* z_0 може досягати декількох метрів.

Приземний шар

Приземний шар – це шар від земної поверхні до висоти 50 – 100 м (іноді до 10 – 250 м). Цей шар є посередником в обміні теплом, пилом, вологою, кількістю руху між землею поверхнею і атмосферою. Розглянемо основні властивості приземного шару.

У приземному шарі дуже великі вертикальні градієнти всіх метеорологічних величин. Наприклад, вертикальні градієнти температури, вологи можуть на два порядки перевищувати градієнти в граничному шарі і вільній атмосфері.

Розміри вихорів з висотою зростають, але не до нескінченності. Турбулентні вихори зростають до верхньої межі приземного шару. Висота приземного шару залежить від типу стратифікації, пори року, шорсткості поверхні.

Турбулентні потоки в приземному шарі приблизно сталі, тобто з висотою не змінюються (це справедливо за умови, що конвективний і променистий потоки відсутні). Через це: у приземному шарі коефіцієнт турбулентності зростає з висотою; вертикальні градієнти великі, але дуже швидко зменшуються з висотою.

Добовий хід температури в приземному шарі з висотою

Максимальна температура спостерігається о 13-ій годині за місцевим часом, мінімальна – перед сходом сонця.

У нічні години спостерігається інверсійний розподіл температури, а у денні години температура, як правило, швидко зменшується з висотою. Вранці (близько 8 – 9 годин), зразу ж після світанку, у всьому цьому шарі спостерігається стан, близький до ізотермії. Такий же розподіл температури з висотою має місце незадовго до заходу сонця.

Моменти руйнування і утворення приземних інверсій, звичайно, майже точно співпадають з моментами, в які турбулентний потік змінює свій знак на зворотній. В умовах відкритого ґрунту в нижньому 1,5-метровому шарі це відбувається при висоті сонця $10 - 15^\circ$, а за наявності снігового покриву – навіть при висоті сонця $20 - 25^\circ$.

При наявності хмар, як нагрівання, так і охолодження земної поверхні послаблюється, у зв'язку з чим вертикальні градієнти температури зменшується і добовий хід температури на всіх висотах згладжується.

Граничний шар атмосфери

Граничний шар – це шар, в якому відбуваються добові коливання основних метеорологічних величин і в цьому шарі не можна нехтувати силою тертя об земну поверхню. Приземний шар – це нижня частина граничного шару.

Товщина граничного шару залежить від:

1. шорсткості поверхні (чим більша шорсткість z_0 , тим більша товщина граничного шару);
2. типу стратифікації (за умови нескійкої стратифікації – товщина більша; стійкої стратифікації – менша);
3. пори року (взимку товщина менша, ніж влітку);
4. типу підстильної поверхні (над сушею вона – більша і становить всередньому 1,5 – 2,0 км, над океаном – менша – 400 – 500 м).

Рівняння турбулентного переносу тепла в граничному шарі атмосфери

Рівняння теплопроводності атмосфери має вигляд:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial T}{\partial z},$$

де k – коефіцієнт турбулентності.

На основі цього рівняння можна дістати закони розповсюдження тепла у граничному шарі. Наведемо їх у кінцевому вигляді.

1. Амплітуда коливань A_z температури зменшується з висотою за експотенціальним законом:

$$A_z = A_0 e^{-\sqrt{\frac{\omega}{2k}} \cdot z},$$

тобто при зростанні висоти z у арифметичній прогресії, A_z зменшується у геометричній прогресії.

2. У граничному шарі висоти однакового затухання температурних коливань відносяться як корені квадратні з відповідних коефіцієнтів турбулентності

$$\frac{z_1}{z_2} = \frac{\sqrt{k_1}}{\sqrt{k_2}}.$$

Коефіцієнт турбулентності змінюється у великих межах $10^{-2} - 10^2 \frac{\text{М}^2}{\text{с}}$.

Якщо значення коефіцієнта турбулентності знаходиться в межах $1 - 5 \frac{\text{М}^2}{\text{с}}$, то турбулентний потік тепла сягає висоти 1 – 1,5 км.

Якщо $k = 100 - 200 \frac{\text{М}^2}{\text{с}}$, то турбулентний потік тепла проходить через всю тропосферу і навіть нижню стратосферу.

3. Відношення висот однакового затухання температурних коливань в атмосфері дорівнює відношенню коренів квадратних з відповідних періодів коливань

$$\frac{z_1}{z_2} = \frac{\sqrt{\Pi_1}}{\sqrt{\Pi_2}}.$$

Річні коливання затухають на висоті у 19 разів більший, ніж добові, які затухають на висоті 1,5 – 2,0 км, тобто на межі граничного шару. Річні коливання можуть бути не тільки в тропосфері, но і в стратосфері.

4. З висотою час настання екстремумів температури відбувається пізніше (екстремуми запізнюються).

Річний хід температури повітря в граничному шарі

У залежності від широти місця можна виділити 4 типи річного ходу температури повітря у граничному шарі:

1 тип – *екваторіальний*; характеризується двома максимумами в періоди рівнодень і двома мінімумами в періоди сонцестоянь;

2 тип – *тропічний*; характеризується одним максимумом в період літнього сонцестояння для даної півкулі і одним мінімумом в період зимового сонцестояння для даної півкулі. Річна амплітуда над океанами становить 5 – 10°C, над сушею – 15 – 20°C.

3 тип – *помірного поясу* (помірних широт) має один максимум в липні і один мінімум в січні. Річна амплітуда над океанами становить 10 – 15°C, над сушею – 40 – 50°C.

4 тип – *полярний*; характеризується одним максимумом в серпні і одним мінімумом, який припадає на кінець полярної зими (березень). Річні амплітуди значно менші, ніж в помірних широтах.

Тепловий баланс підстильної поверхні

Рівняння теплового балансу для суші має вигляд:

$$R_0 = Q_T + LW + Q_M,$$

де R_0 – радіаційний баланс (приходна частина);

Q_T – турбулентний потік тепла;

LW – витрати тепла на випаровування; L – скрита теплота пароутворення $L = 2500 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$; W – потік вологи;

Q_M – потік тепла в ґрунті.

Математичні вирази для цих потоків тепла мають вигляд

$$Q_T = -k\rho c_p \frac{\partial \theta}{\partial z}$$

$$W = -k\rho \frac{\partial S}{\partial z}$$

$$Q_M = -\lambda \frac{\partial T}{\partial \xi},$$

де S – масова частка водяної пари.

У середньому для суші $R_0 - Q_M \approx Q_T + LW$, для океану – $Q_{T,ок} < Q_{T,суші}$, а $LW_{суші} < LW_{ок}$.

Рівняння теплового балансу для океану має вигляд

$$R_{0,o} = Q_{T,o} + LW_{0,o} + Q_{M,o},$$

де

$$Q_{M,o} = Q_M + Q_{M,\lambda o},$$

Q_M – вертикальний теплообмін,

$Q_{M,\lambda o}$ – перенос тепла по горизонталі (океанічна адвекція).

У середньому за рік $Q_M = 0$, тоді

$$R_{0,o} = Q_{T,o} + LW_{0,o} + Q_{M,\lambda o}.$$

У середньому за рік приходна частина теплового балансу дорівнює витратній його частині.

Заморозки

Зниження температури нижче 0°C на фоні додатних середніх добових температур називається *заморозком*. Заморозок може бути як на ґрунті, так і у повітрі. Раніше – на ґрунті, пізніше – в атмосфері. За причинами утворення заморозки бувають радіаційні і адвективні.

Радіаційні заморозки утворюються у нічний час внаслідок інтенсивного ефективного випромінювання. Вони починаються вночі, а закінчуються після сходу Сонця (через одну годину або декілька). Умови для виникнення радіаційного заморозку такі:

- відсутність хмар; відсутність хмар збільшує ефективне випромінювання;
- відсутність вітру; якщо вітру нема, то нема турбулентного перемішування між вищими і нижчими шарами, тобто температура біля земної поверхні залишається низькою;
- низька вологість повітря (збільшує ефективне випромінювання);
- сухий ґрунт; сухий ґрунт сприяє виникненню заморозків, тому що у цьому разі теплопровідність невелика і приток тепла з глибинних шарів малий.

Адвективні заморозки утворюються, коли холодне повітря надходить до теплішої від нього поверхні. Початок заморозку не залежить від часу доби. Такий заморозок може тривати декілька днів. У нічні години він посилюється за рахунок радіаційного охолодження.

Існують методи розрахунку передбачення нічного зниження температури. Це напівемпіричні методи, і як правило, вони дійсні лише для тієї території, за спостереженнями на якій, вони створювались.

Заморозок – явище небезпечне, особливо для сільського господарства, коли рослини щойно пройшли стадію вегетації. Є декілька методів боротьби із заморозками:

- димлення; заздалегідь на території розкладають листя, траву і підпалюють. Дуже важливо, щоб було багато диму. Тоді, по-перше, відбувається зменшення ефективного випромінювання, по-друге, за рахунок конденсації водяної пари на частках диму виділяється тепло конденсації. А це призводить до підвищення температури на 1 – 2°C.

- полив і розбризкування води; тим самим збільшується вологість повітря і зменшується ефективно випромінювання; а якщо краплі замерзають, то виділяється теплота танення, що зменшує зниження температури. Крім того зростає теплопровідність ґрунту, що призводить до зростання потоку тепла з глибинних шарів ґрунту до поверхні.
- метод грілок; різними грілками закутують ті рослини, які необхідно зігріти. Цей метод дорогий і використовується лише для окремих рослин..

Інверсії в атмосфері

Зростання температури повітря з висотою називають *інверсіями температури*. Як відомо, при інверсіях значно погіршуються умови дифузії домішок в атмосфері, тому розглянемо більш детально фізичні умови їх утворення.

Характеризуються шари інверсій:

- висотою нижньої межі; за цією ознакою їх поділяють на: приземні, підняті і інверсії вільної атмосфери;
- потужністю (товщиною) – це товщина шару, в якому відбувається зростання температури повітря з висотою;
- глибиною або інтенсивністю – це різниця температур на верхній і нижній межах інверсії.

Розглянемо процеси, які призводять до утворення інверсій.

До приземних інверсій належать:

- радіаційні;
- адвективні;
- весняні або снігові;
- орографічні.

Радіаційні інверсії утворюються в нічний час внаслідок радіаційного охолодження поверхні ґрунту і шару повітря, прилеглого до нього. Вони, як правило, мають товщину від декількох метрів до 200 – 300 м. Глибина їх – декілька градусів, іноді – 10 – 15°C. Після сходу Сонця, через 1 – 2 години, ці інверсії руйнуються. Руйнування починається знизу.

У високих широтах в континентальних областях взимку, коли добовий радіаційний баланс від'ємний, формуються *радіаційні зимові інверсії*. Вони потужні і стійкі у часі, можуть тривати протягом всього сезону.

Адвективні інверсії утворюються внаслідок адвекції теплого повітря на холодну поверхню. Тоді нижні шари повітря в результаті променистого, турбулентного і молекулярного теплообмінів охолоджуються.

Їх тривалість може становити 2 – 3 доби. Товщина – до 1 км і більше. Глибина – декілька градусів.

Весняні або снігові інверсії схожі на адвективні. Вони утворюються, коли тепле повітря надходить до снігового покриву, охолоджується за рахунок втрат тепла на танення та випаровування. Тому нижні шари атмосфери, які прилягають до засніженої земної поверхні, холодніші.

Орографічні інверсії. У нічний час повітря охолоджується внаслідок радіаційного випромінювання і тому має більшу густину і стікає у зниження рельєфу під впливом гравітаційної сили. Якщо ще й сонячні промені сюди не попадають, то глибина інверсії може сягати 20°C.

Якщо у приземній інверсії внаслідок накопичення водяної пари і аерозолей утворився туман через зростання вологості повітря, то зросте зустрічне випромінювання атмосфери, і тоді зменшиться ефективне випромінювання. У тумані спостерігається перенос тепла зверху вниз. За рахунок підвищення температури в нижньому шарі інверсія руйнується, але її верхня частина зберігається. У верхньому шарі туману така інверсія зберігається і називають її піднятою. Туману у цьому разі переходить у хмари шарувато-купчасті *Sc* і шаруваті *St*.

Інверсії вільної атмосфери поділяють на:

- інверсії тертя (або турбулентні);
- динамічні;
- стиснення або антициклональні;
- фронтальні.

Інверсії тертя виникають на висоті декількох сотен метрів над земною поверхнею, на верхній межі шару тертя (того шару, в якому найбільший вплив земної поверхні і найбільший турбулентний обмін). При турбулентному перемішуванні в шарі тертя вертикальний градієнт γ близький до γ_a і крива з положення *a* переходить в положення *б* (рис. 5.1).

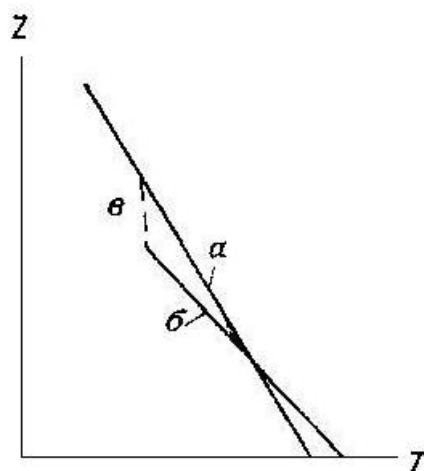


Рисунок 5.1 – Схема утворення інверсії тертя

Зниження температури у верхній частині шару призведе до розриву (скачку) температури на межі і до виникнення інверсії. Вертикальна потужність таких інверсій невелика – декілька десятків метрів.

Динамічні інверсії утворюються у вільній атмосфері в шарах з великими швидкостями вітру. Повітряний потік, який швидко рухається, засмоктує повітря із сусідніх шарів, які рухаються з меншими швидкостями. І на верхній межі шару великих швидкостей утворюються низхідні рухи, на нижній – вісхідні. У зоні низхідних рухів температура повітряних часток адіабатично зростає, а в зоні вісхідних – знижується. Внаслідок цього відбувається перерозподіл температури. У середній частині шару великих швидкостей виникає температурна інверсія (рис. 5.2).

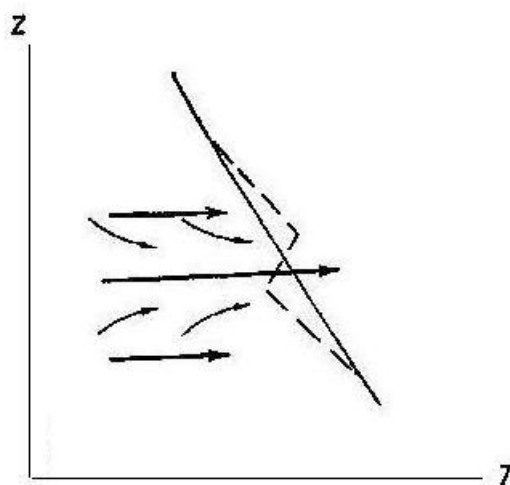


Рисунок 5.2 – Схема утворення динамічної інверсії

Інверсії стиснення або антициклональні. Вони зазвичай розвиваються в антициклонах. У таких баричних областях спостерігаються низхідні рухи у середньому шарі тропосфери і розтікання повітря від центра до периферії в нижньому шарі (рис. 5.3). При цьому деякий шар повітря товщиною dz_1 , який знаходиться на рівні z_1 , опустившись на рівень z_2 , стискується до товщини dz_2 . Його переріз у вихідному положенню зростає через розтікання. Через стиснення шару змінюється його стратифікація.

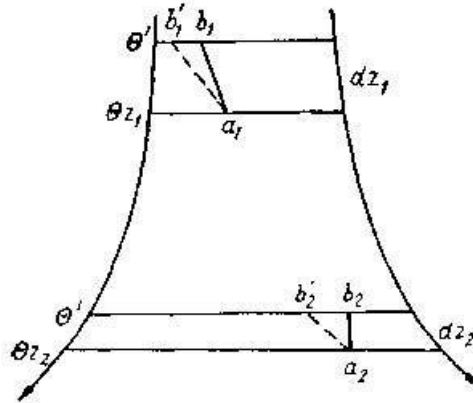


Рисунок 5.3 – Схема утворення інверсії стиснення

Інверсії стиснення відрізняються великою вертикальною і горизонтальною протяжністю. Розвиваються вони найчастіше на висотах 1 – 2 км, а взимку іноді і нижче. При їх утворенні відбувається не лише підвищення температури, але й висушування низхідного повітря, до того ж іноді в інверсійному шарі відносна вологість зменшується до значень 20 – 30%. Під інверсією часто з'являється шар серпанку, а у холодний період року нерідко утворюється туман і хмари.

Наявність хмар у початковому стані значно ускладнює цей процес.

Фронтальні інверсії виникають у фронтальних зонах внаслідок натікання теплого повітря на клин холодного повітря. Ізолінії однакової температури в теплому повітрі розташовані вище, ніж в холодному, змикання їх в перехідній зоні призводить до ізлому (рис. 5.4).

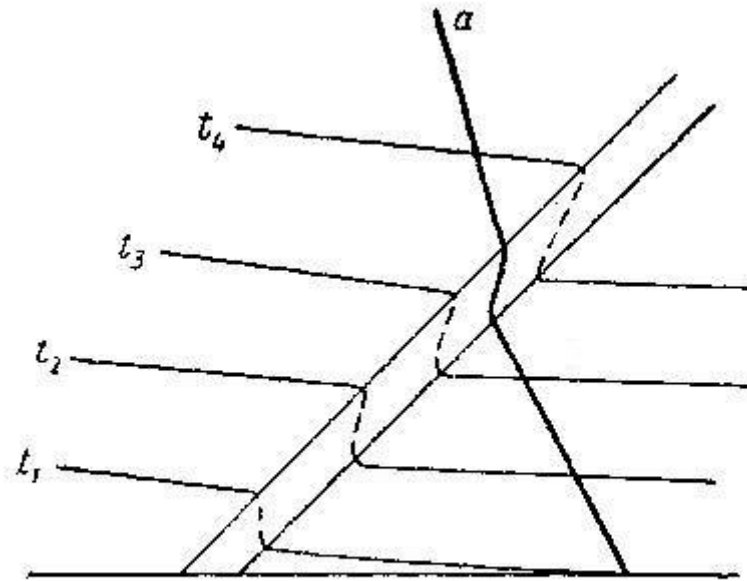


Рисунок 5.4 – Фронтальні інверсії

Ці інверсії можуть утворюватись під хмарами – у випадку вертикальних висхідних рухів, над хмарами – у випадку низхідних вертикальних рухів.

6 ВОДА В АТМОСФЕРІ

Вода – дивовижна хімічна сполука. Вона є єдиною речовиною, яка існує в атмосфері водночас у трьох агрегатних станах: твердому (лід), рідкому (вода) і газоподібному (пара). На поверхні Землі (без підземних вод) знаходиться $1,3 \cdot 10^{18}$ тон води, з них 99,2% припадає на Світовий океан. В атмосфері кількість води у вигляді пари, крапель і кристалів хмар становить $1,3 \cdot 10^{13}$ тон, з яких 95% припадає на пару.

З точки зору погоди, вода є найважливішою складовою частиною атмосфери, оскільки випаровування і конденсація супроводжуються поглинанням і виділенням великої кількості енергії, від якої залежить багато видів рухів у атмосфері, які впливають на атмосферні процеси, а тому і на погоду. Загальна кількість опадів, які випадають з атмосфери за рік, дорівнює приблизно $5 \cdot 10^{14}$ тон, що в 40 разів перебільшує загальний вміст води в атмосфері. Ця цифра свідчить про інтенсивність вологообміну між землею поверхнею і атмосферою.

Фазові переходи відбуваються постійно (рис. 6.1):

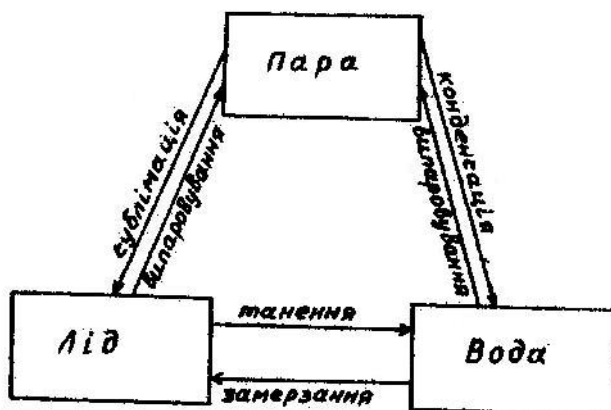


Рисунок 6.1 – Фазові перетворення води

6.1 Фізичні характеристики води

Оскільки критична температура пари $T_{кр} = 374^\circ\text{K}$, що завжди нижче тої температури, яка спостерігається в атмосфері, пара може переходити в рідкий або твердий стан.

1. Густина води максимальна при температурі 4°C , при переході в твердий стан (заморзання), густина її зменшується. Лід має густину $0,91 \text{ г/см}^3$ при температурі 0°C . Через цю властивість води водоймища не промерзають.

2. Теплоємність води c становить 4187 Дж/(кг К), що майже в два рази перебільшує теплоємність льоду $c_{л} = 2114$ Дж/(кг К).
3. Питома теплота плавлення ($L_{пл}$) і питома теплота пароутворення води (L) аномально великі $L_{пл} = 324$ кДж/кг, $L = 2500$ кДж/кг.
4. Поверхневий натяг води вищий, ніж у інших відомих рідин (він дорівнює 72,8 МДж/м² при $t = 20^{\circ}\text{C}$).
5. Вода має високу хімічну активність, вона відмінний розчинник.

6.2 Умови фазової рівноваги

Молекули води у всіх її фазах знаходяться у русі, їхня середня кінетична енергія залежить від температури. Молекули, які мають великі швидкості, тобто більшу кінетичну енергію, можуть вилітати з поверхні води або льоду (випаровуватись) і існувати в менш густинному стані – у вигляді пари. Інші молекули при цьому будуть повертатись в об'єм води або льоду (конденсуватись або сублімуватись). За деяких умов встановлюється рівновага між кількістю молекул, які відриваються з поверхні, і тими, які повертаються до неї, тобто переходять від рідкого (або твердого) стану в пару і навпаки.

Такий стан рівноваги відповідає насиченню пари, а тиск пари – тиску насичення, який пов'язаний із температурою.

Залежність тиску насичення від температури описується рівнянням Клаузіуса-Клапейрона:

$$\frac{dE}{E} = \frac{L}{R_{II}} \frac{dT}{T^2},$$

де

E – тиск насичення,

L – питома теплота пароутворення,

R_{II} – питома газова стала водяної пари,

T – температура, якій відповідає тиск насичення E .

Якщо проінтегрувати це рівняння і підставити значення $T_0 = 273,15\text{K}$, $E_0 = 6,1$ гПа, $R_{II} = 460$ Дж/(кг К), дістанемо:

$$E = E_0 \cdot 10^{\frac{8,62t}{273,15 + t}}.$$

Цей вираз показує, що тиск насичення зростає зі збільшенням температури, тобто при високій температурі повітря здатне вмістити більше водяної пари, ніж при низькій температурі.

Значення тиску насичення, які розраховані за останньою формулою, і визначені експериментально, відрізняються.

На практиці користуються емпіричними формулами, які дістали на основі експериментальних даних; одна з них є формула Магнуса:

$$E = E_0 \cdot 10^{\frac{at}{b+t}}$$

Для води $a_B = 7,63$, для льоду $a_B = 9,5$, коефіцієнт $b_B = 241,9$, $b_B = 265,5$.

Графічно залежність тиску насичення від температури показана на діаграмі рівноваги фаз (рис. 6.2).

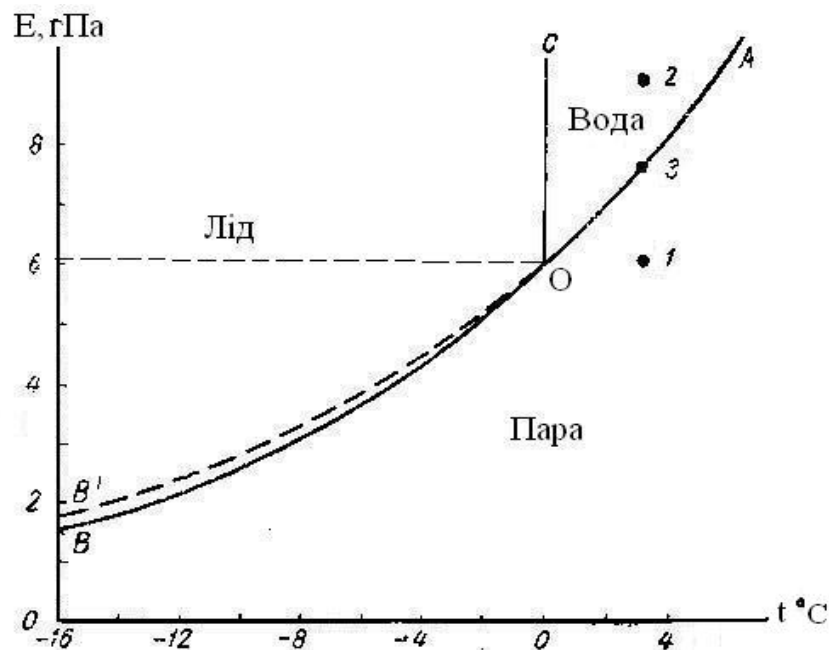


Рисунок 6.2 – Діаграма рівноваги фаз води

У точці О всі три фази води знаходяться у стані рівноваги, тому вона має назву – *потрійна точка*. Її координати: $t = 0,01^{\circ}\text{C}$ ($T = 273,16\text{K}$), $E = 6,11$ гПа. Крива ВА – графік залежності тиску насичення від температури над водою, ВО – над переохолодженою водою, ОА – при додатних температурах води. Крива В'О – залежність тиску насичення від температури над поверхнею льоду. Тиск насичення над поверхнею льоду менший ніж над поверхнею переохолодженої води. Крива ОС – це крива плавлення. У точках 1 і 2 – нерівноважний стан, у точці 3 – рівноважний.

При $t = 100^\circ\text{C}$ або $T = 373,15\text{K}$ тиск насичення дорівнює $E = 1013,2$ гПа.

Тільки тоді, коли термодинамічна система характеризується значеннями t і e , які знаходяться в точках на кривих ВА або ВО, вона знаходиться у стані рівноваги.

6.3 Інші чинники, від яких залежить тиск насичення

1. Кривизна поверхні, яка випаровує.

Тиск насичення над поверхнями різної кривизни – плоскою, опуклою і увігнутою – різний при одній і тій же температурі. Залежність від радіуса кривизни визначається формулою Томпсона:

$$E_r = E \left(1 + \frac{c_r}{r} \right),$$

де

E_r – тиск насичення над краплею радіуса r ,

E – тиск насичення над плоскою поверхнею води,

$c_r = \frac{2\sigma}{R_{II}\rho_k T}$ – величина, яку практично можна вважати сталою

($c_r = 1,2 \cdot 10^{-7}$ см),

σ – коефіцієнт поверхневого натягу для краплі,

R_{II} – питома газова стала пари,

ρ – густина краплі,

T – температура краплі.

Тиск насичення над краплею більший, ніж над плоскою поверхнею води. Тиск насичення над увігнутою поверхнею (меніск змочувальної рідини) менший, ніж над плоскою. Причиною цих відмін є радіус сфери взаємодії кожної молекули H_2O з іншими молекулами рідини. Якщо поверхня опукла, у сферу взаємодії, яка зв'язує молекули, входить менше молекул рідини, ніж для плоскої поверхні, а якщо вона увігнута, то – більше. Це полегшує відривання молекули і виліт її в надводний простір. Стан рівноваги в такій системі настає при більшій кількості молекул, які випаровуються і конденсуються, тобто тиск насичення над опуклою поверхнею E_{\cap} виявляється більшим, ніж над плоскою поверхнею E_{-} води, а над увігнутою E_{\cup} – меншим, ніж над плоскою: тобто $E_{\cap} > E_{-} > E_{\cup}$.

Наприклад, при $r = 10^{-7}$ см $\frac{E_r}{E} = 332\%$;

$$\text{при } r = 10^{-6} \text{ см} \quad \frac{E_r}{E} = 113\%.$$

2. Концентрація розчину.

Тиск насичення залежить від концентрації розчину. Ця залежність описується формулою Рауля:

$$E_p = E_0 \frac{N}{N+n},$$

де

E_0 – тиск насичення над хімічно чистою водою,

$N = \frac{M}{\mu_1}$ – кількість молей розчинника; M – маса розчинника,

μ_1 – молекулярна маса розчинника,

$n = \frac{m}{\mu_2}$ – кількість молей розчинної речовини; m – маса розчинної

речовини, μ_2 – молекулярна маса розчинної речовини.

Чим більша концентрація розчину, тим менший тиск насичення цього розчину.

Тиск насичення над морем менший (на декілька відсотків), ніж над пресною водою, оскільки морська вода – це по-суті солевий розчин (середня солоність води в океані становить 35 ‰).

6. 4 Випаровування в природних умовах та методи його визначення

Швидкість випаровування W – це кількість води, яка випаровується з одиниці поверхні за одиницю часу

$$W = \text{кг}/(\text{м}^2\text{с}).$$

На практиці випаровування вимірюється в міліметрах шару води, яка випарилась за більш тривалий час (годину, добу, місяць) з одиниці поверхні

$$W = \text{мм}/\text{год} \quad (1 \text{ кг}/\text{м}^2 = 1 \text{ мм}).$$

Випаровуваність – це кількість води, яка може випаровуватись за даних метеорологічних умов при надлишку вологи.

Випаровування залежить від:

1. швидкості вітру,
2. типу стратифікації,

3. характеру підстильної поверхні,
4. розміру поверхні, яка випаровує тощо.

Випаровування з поверхні водоймища залежить від розмірів водоймища. Їх поділяють на три групи: 1) малі водоймища (діаметр < 1 км), 2) обмежені водоймища (1 км < діаметр < 100 км), 3) необмежені водоймища (діаметр > 100 км). Випаровування над необмеженими водоймищами можна розрахувати за формулою Дальтона:

$$W = bc(E_0 - e),$$

де

$$b = 0,622 \frac{a_s \rho_0}{P_0};$$

a_s – коефіцієнт вологообміну над океаном, ρ_0 і P_0 –

густина повітря і тиск біля водної поверхні відповідно;
 c – швидкість вітру на висоті між поверхнею води і рівнем 10 м над нею, де вимірюється парціальний тиск водяної пари;
 E_0 – тиск насичення при температурі води;
 e – фактичний парціальний тиск водяної пари в повітрі.

6.5 Конденсація і сублімація водяної пари

Разом з процесом випаровування води і льоду в природі, як вже згадувалось, завжди відбувається і зворотній процес – перехід водяної пари в рідкий стан (конденсація) або безпосередньо у твердий стан (сублімація). Конденсація в атмосфері починається тоді, коли повітря досягло стану насичення, а це частіш за все відбувається при зниженні температури до точки роси. При подальшому зниженні температури надмірна кількість водяної пари порівняно з умовами насичення переходить у рідкий стан. Причому, конденсація в абсолютно чистому повітрі може відбутись лише при дуже великих пересиченнях (у 4 – 8 разів). Через коливання густини водяної пари утворюються комплекси молекул, які в певних умовах можуть стати зародками крапель. Такі пересичення в реальних умовах ніколи не спостерігаються, оскільки в атмосфері завжди є гігроскопічні домішки – *ядра конденсації*.

6.5.1 Ядра конденсації

Ще у 1893 р. на Міжнародному метеорологічному конгресі Дж. Айткен сказав, що якби не було в повітрі ядер конденсації, то не було б ні серпанку, ні туману, ні хмар, ні дощу.

Розрізняють *нерозчинні* (але змочувані) і *розчинні* ядра конденсації. До перших відносять частки ґрунту і гірських порід, частки диму, мікроорганізми. Вони утворюються також при вулканічній діяльності та сгоранні метеоритів. Другим видом ядер конденсації є частки розчинних у воді речовин, наприклад, будь-якої солі або кислоти. Ці ядра конденсації надходять до атмосфери при спалюванні кам'яного вугілля, який містить в собі до 20% сірки. Розчинні ядра конденсації утворюються також з морських бризг і піни. Коли вони випаровуються, то утворюються дуже малі частинки морської солі.

Ядра конденсації поділяють за їхнім походженням:

- ядра морського походження (20%),
- продукти згорання (40%),
- частинки ґрунту (20%),
- ядра невідомої природи (20%).

За розмірами ядра конденсації поділяють на три групи:

- частинки радіусом від $5 \cdot 10^{-7}$ до $2 \cdot 10^{-5}$ см, які називають ядрами Айткена; це найбільш чисельна група;
- частинки аерозолей з радіусом від $2 \cdot 10^{-5}$ до 10^{-4} см – великі ядра; їх концентрація в 2 – 2,5 рази менша за концентрацію ядер Айткена;
- частинки з радіусом більшим ніж 10^{-4} см – гігантські ядра; їхня концентрація мала: декілька ядер в 1 л повітря.

Кількість ядер конденсації коливається в широких межах. Середня кількість ядер в 1 см^3 біля земної поверхні приблизно 150000 у великих містах, 940 – над океанами і в горах. Треба зазначити, що не всі ядра конденсації є активними і приймають участь в конденсації.

Зі збільшенням висоти кількість ядер конденсації зменшується за експотенціальним законом, зазвичай. Швидкість зменшення кількості ядер конденсації залежить від термічної стратифікації: вдень, коли переважає нестійка стратифікація і більш сильно розвинутий турбулентний обмін зменшення повільніше, ніж у ранковій годині взимку, коли стратифікація стійка.

У великих містах кількість ядер конденсації над поверхнею землі помітно зменшується від зими до літа (мінімум – у червні). Причина – коливання інтенсивності турбулентного обміну. Влітку в умовах більш розвинутого обміну ядра переносяться вище, що призводить до зменшення концентрації біля земної поверхні і зростання їх на більш високих рівнях. А взимку ще й викидається більше ядер конденсації ніж влітку за рахунок опалення.

Такий же річний хід ядер конденсації спостерігається приблизно до висоти 500 м. Починаючи з висоти 750 м річний хід зворотній: максимум концентрації – влітку, мінімум – взимку, що також зумовлено турбулентним обміном.

Отже, в природних умовах утворення зародкових крапель води і кристалів льоду в пересиченій парі відбувається на ядрах конденсації

($r = 10^{-5} - 10^{-6}$ см), які в достатній кількості завжди присутні в атмосфері).

Ядра конденсації, рухаючись, зтикаються одне з одним. Частина таких зіткнень призводить до злипання (поєднання) ядер. Цей процес називається *коагуляцією*. Частилки меншого розміру коагулюють швидше, ніж великі.

6.5.2 Поняття про рівноважний і метастабільний стан

Якщо термодинамічна система знаходиться в нестійкому (нерівноважному) стані, то вона намагається перейти у більш стійкий (рівноважний) стан. Умовою рівноваги термодинамічної системи є мінімум її термодинамічного потенціалу, тобто максимум ентропії. Замкнута термодинамічна система, яка залишилась сама по собі рано чи пізно прийде до стабільного стану – стану рівноваги. Час, протягом якого система переходить до рівноважного стану може бути різним і називається він часом релаксації стабільного стану. Якщо час релаксації стабільного стану малий порівняно з характерним часом будь-якого процесу, то цей процес буде рівноважним і оберненим. Проте, іноді перехід з нестабільного стану до стабільного може відбуватись протягом тривалого часу. У цей період система знаходиться у метастабільному стані. В атмосфері у метастабільному стані знаходяться пересичена водяна пара і переохолоджена вода.

Якщо з'явилися вже зародки нової фази (рідкої води) за рахунок флуктуацій густини водяної пари (тобто за рахунок випадкових зближень молекул водяної пари), то надалі вони можуть почати розпадатись. Це відбудеться тоді, коли витрати енергії на утворення поверхні зародка будуть більшими за енергію, яка виділяється при конденсації. Для того, щоб конденсація стала можливою, необхідно щоб енергія, яка виділяється при конденсації, була більшою, ніж витрати енергії на утворення поверхні зародка. Такі зародки називають гомофазними (без аерозольних часток). Таким чином, для утворення гомофазного зародка треба подолати деякий потенціальний бар'єр. Конденсація у цьому випадку називається *гомогенною*; конденсація, яка відбувається на ядрах конденсації – *гетерогенною*.

6.5.3 Утворення твердої фази

Разом з конденсацією водяної пари в атмосфері спостерігається замерзання водяних крапель. Відомо, що поверхнева енергія на межі пара – вода менша, ніж на межі пара – лід. Тому первинним процесом за всіх температур (додатних і від’ємних) є конденсація водяної пари. Водяні краплі, які утворились при конденсації за умови від’ємної температури можуть замерзнути і утворити льодяну частку. Для утворення льодяної фази необхідно, щоб всередині водяної краплі сформувався зародок нової фази – лід. Такий фазовий перехід називають гомогенним.

Зародок нової фази може утворитись і на деякому сторонньому ядрі (наприклад, частці пилу, частці диму тощо) – ядрі кристалізації. У даному випадку має місце гетерогенний фазовий перехід.

Розглянемо умови гомогенного фазового переходу. Нехай, в середині рідини утворились зародки льодяної фази. Вони стають стійкими лише тоді, коли досягнуть певного розміру. На формування зародка необхідно витратити енергію, яка пропорційна його поверхні. У той час при виникненні льодяної фази виділяється енергія скритої теплоти замерзання. Поки зародок малий, скрита теплота менша за енергію утворення поверхні і зародок розпадається. Аби цього не відбулось, треба здійснити зовнішню роботу. Ця робота A спочатку зростає зі зростанням розміру зародка до критичного $r_{кр}$ і стає максимальною $A_{макс}$. Якщо $r > r_{кр}$, то подальше зростання зародка призводить до зменшення A .

Математичні вирази $r_{кр}$ і $A_{макс}$ мають такий вигляд:

$$r_{кр} = \frac{2\sigma_l}{\rho_l L_{пл} \ln \frac{T_0}{T}},$$

де

$$T_0 = 273,15 \text{ К};$$

$L_{пл}$ – питома теплота плавлення льоду;

σ_l – коефіцієнт поверхневого натягнення на межі лід – вода ;

ρ_l – густина льоду;

$$A_{макс} = \frac{4}{3} \pi r^2 \sigma_l \quad \text{– для зародка сферичної форми,}$$

$$A_{макс} = \frac{1}{3} \sigma_l S \quad \text{– для зародка будь-якої форми,}$$

де

S – поверхня зародка.

З формули для $r_{кр}$ випливає, що критичний радіус зародка залежить від переохолодження, тобто різниці між T_0 і T . Чим ця різниця більша, тим менший $r_{кр}$, тим легше утворитись стійкому зародку.

Процес свавільного утворення льодяних зародків у переохолодженій воді називають спонтанною кристалізацією. Імовірність утворення ядра пропорційна добутку об'єму краплі і часу, протягом якого вона знаходиться при фіксованій температурі. Зі зниженням температури ймовірність льодоутворення зростає, спочатку повільно, а потім все швидше. За температури від $-39,0^\circ$ до $-41,0^\circ\text{C}$ швидкість утворення льодяних зародків різко зростає, відбувається спонтанна кристалізація, коли за час 0,6 с усі краплі кристалізуються.

6.6 Тумани

Тумани – це видиме скупчення продуктів конденсації і сублімації водяної пари, яке знаходиться у завислому стані біля земної поверхні, і погіршує видимість до 1 км.

За інтенсивністю тумани поділяють на:

- сильні (\equiv^2) – видимість менша 50 м,
- помірні (\equiv) – видимість 50 м – 500 м,
- слабкі (\equiv^0) – видимість 500 м – менша 1000 м.

Якщо видимість в атмосфері за рахунок завислих у повітрі продуктів конденсації і сублімації менше 10 км, то це явище називають серпанок (=).

Ще існує поняття імлі (∞) – це сукупність (або скупченість) завислих у повітрі твердих часток, яка погіршує видимість до ≤ 10 км. Імла відрізняється від туману і серпанку тим, що відносна вологість у ній, як правило, на багато менше 100%.

Найважливішою характеристикою туманів є абсолютна водність δ . Водність туману – це маса крапель води і кристалів льоду, яка міститься в одиничному об'ємі повітря (1 м^3).

Введемо нову величину Q – абсолютний вологовміст повітря:

$$Q = a + \delta,$$

де

a – абсолютна вологість повітря.

Водність туману, абсолютний вологовміст і абсолютна вологість повітря мають однакові одиниці вимірювання – $\frac{г}{м^3}$.

До моменту утворення туману $\delta = 0$ і $Q = a$. У тумані абсолютна вологість близька до тої, що насичується, – a_m , яка є функцією лише температури T . Для туману $\delta = Q - a_m(T)$.

З наведеного рівняння видно, що водність туману може зростати під впливом збільшення абсолютного вологовмісту повітря Q і зниження температури повітря, яке призводить до зниження $a_m(T)$.

Вологовміст Q може збільшитись внаслідок випаровування води з земної поверхні і горизонтального та вертикального переносу водяної пари.

Зменшення температури маси повітря відбувається внаслідок:

- радіаційного вихолодження (випромінювання),
- турбулентного і молекулярного теплообміну з навколишніми масами повітря і земною поверхнею,
- адіабатичного розширення маси повітря при її вертикальних рухах,
- адвекції холодного повітря.

Тумани з причин їхнього утворення поділяють на:

- тумани випаровування,
- тумани змішування,
- тумани охолодження.

Тумани випаровування

Тумани випаровування утворюються над поверхнею води або дуже зволоженої суші, коли температура цієї поверхні вища за температуру повітря. Частіш за все вони утворюються над відкритими від льоду ділянками води. Повітря, яке пересувається з льоду на водну поверхню, є значно холоднішим, ніж вода. Під впливом інтенсивного випаровування з водної поверхні, над нею утворюється туман. Швидкість випаровування W пропорційна різниці $(E_0 - e)$. Тобто, для того щоб почалось випаровування, потрібне виконання умови $E_0 > e$. Якщо температура поверхні, яка випаровує, вища за температуру повітря, то $E_0 > E$, тобто випаровування буде тривати і після того, як водяна пара стане насиченою, коли $e = E < E_0$ (E – тиск насичення при температурі повітря).

Повітря над водною поверхнею прогрівається і розвивається інтенсивний турбулентний теплообмін і вологообмін. Але нестійкість розвивається лише в нижньому шарі. Вище цього шару інверсія зберігається. Через інверсію водяна пара затримується під нею і туман утворюється у нижньому шарі, від поверхні землі до інверсії.

Тумани змішування

Вони утворюються, коли зустрічаються дві повітряні маси з різними властивостями. Для утворення туману змішування необхідно, щоб:

- різниця температури двох повітряних мас $\geq 10^\circ\text{C}$,
- вологість обох повітряних мас близька до стану насичення,
- абсолютні значення температури обох повітряних мас достатньо великі.

Умови утворення туману під впливом змішення можна пояснити графічно (рис. 6.3).

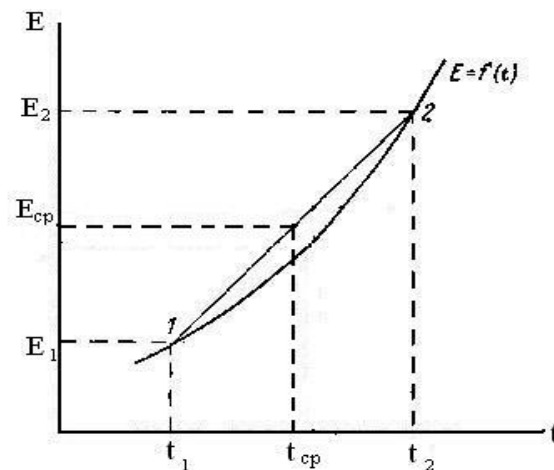


Рисунок 6.3 – Утворення туманів змішення

Крива лінія являє собою залежність тиску насичення E від температури. Точка 1 (E_1, t_1) і точка 2 (E_2, t_2) – це стан повітряних мас до змішування. Точка 3 – стан повітря після змішування; вона знаходиться на прямій, яка поєднує точки 1 і 2 (якщо $m_1 = m_2$, то точка 3 ділить пряму навпіл).

Якщо значення відносної вологості обох повітряних мас достатньо великі, то $E_{cp} > E(t)$, то надлишок пари, більший за насичення, сконденсується – утворюється туман.

Тумани охолодження

Тумани охолодження поділяють на:

- радіаційні,
- адвективні,
- тумани сходження або схилів.

Радіаційні тумани утворюються в результаті охолодження земної поверхні і прилеглих шарів повітря під впливом випромінювання і турбулентного перемішування. Після заходу сонця температура поверхні суші зменшується на 1°C за кожну годину. Зниження температури до $\leq \tau$ призводить до конденсації водяної пари і утворення туману.

Сприятливі умови для утворення радіаційних туманів:

- відсутність хмар або наявність хмар лише верхнього ярусу (зростання кількості хмар і зменшення їхньої висоти призводить до зменшення ефективного випромінювання, що не сприяє охолодженню земної поверхні);
- висока відносна вологість у початковий момент; чим більша відносна вологість, тим менше охолодження, яке необхідне для того, щоб стан повітря став насиченим і утворився туман;
- мала швидкість вітру ($c = 0$ або $c = 1 - 2$ м/с).

Радіаційні тумани не бувають високими, максимум – до висоти 200 – 300 м, а частіше – менше 100 м. Розсіюються через 1,5 – 2 години після сходу сонця.

Адвективні тумани утворюються в результаті адвекції теплого повітря на холодну поверхню. Відбувається теплообмін між повітряною масою і підстильною поверхнею, температура повітря знижується і пара досягає стану насичення і пересичення, утворюється туман.

Сприятливі умови для утворення адвективних туманів:

- велика різниця температури Δt між повітряною масою і земною поверхнею,
- велика вологість повітряної маси,
- помірні швидкості вітру (2 – 5 м/с); (якщо швидкість вітру велика, то сильний турбулентний обмін зашкоджує утворенню туману. При малій швидкості вітру повітря повільно переміщується і повільно охолоджується від підстильної поверхні);
- зростання або стає значення масової частки водяної пари з висотою,
- помітно стійка стратифікація і порівняно малий турбулентний обмін. (Через це охолодження від земної поверхні розповсюджується дуже повільно, тому туман утворюється в дуже тонкому шарі біля земної поверхні).

Потужність цього туману – декілька сотен метрів.

Частим випадком адвективних туманів є берегові тумани. Утворюється на суші взимку при вітрі з моря.

Адвективні тумани найбільш інтенсивні і займають великі площі. Вони можуть тривати декілька діб.

Тумани сходження (схилів) утворюються, коли повітряна маса піднімаючись по схилу адіабатично охолоджується, і на якійсь висоті z , де її температура стає рівною або меншою за точку роси, водяна пара конденсується і утворюється туман. При цьому стратифікація має бути стійкою, інакше замість туману будуть утворюватись купчасті хмари.

Мікрофізичні характеристики туманів

До основних мікрофізичних характеристик туманів належать: водність, агрегатний стан, розміри та концентрація крапель і кристалів, відносна вологість тощо.

За агрегатним станом тумани поділяють на:

- крапельно-рідкі,
- кристалічні,
- змішані.

Головна характеристика туманів, як вже згадувалось, - їхня водність. Вона змінюється в широких межах: від тисячних часток до $1,5 - 2 \text{ г/м}^3$. Із зростанням інтенсивності туману зростає його водність.

Концентрація крапель в тумані різна в різних видах туманів. В адвективних туманах вона становить $0,5 - 93 / \text{см}^3$, радіаційних – $50 - 860 / \text{см}^3$, випаровування – $70 - 500 / \text{см}^3$.

Розміри крапель змінюються в широких межах. Переважна кількість крапель має радіус $2 - 18 \text{ мкм}$.

Відносна вологість становить майже 100%, але над океанами та морями і при низьких температурах вона може бути меншою – близько 80%.

6.7 Хмари

Хмари – це видима сукупність продуктів конденсації і сублімації водяної пари, яка розташована над землею на деякій висоті.

Хмари відрізняються за:

1. формою і висотою розташування (морфологічна класифікація);
2. агрегатним станом;
3. причинами їхнього утворення.

По агрегатному стану хмари поділяють на крапельно-рідкі, змішані і кристалічні.

По процесах утворення хмари поділяють на:

- купчасті,
- шаровидні,
- хвилеподібні.

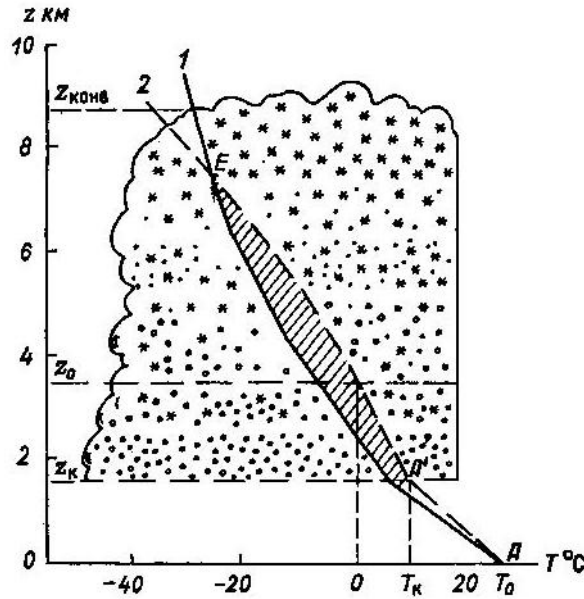
Купчасті хмари

Основними процесами утворення хмар є турбулентний обмін і конвекція. Вранці спочатку відбувається турбулентний перенос тепла та водяної пари у приземному шарі. На його верхній межі виникають вихори або струмені досить великого масштабу, які переносять тепло та вологу до рівня конденсації. Біля цього рівня формуються такі конвективні елементи, які мають розміри близькі до розмірів купчастих хмар. Теплі струмені або висхідні потоки у вигляді „труб” нахилиються, згинаються горизонтальним потоком повітря, а іноді відриваються від джерела. Виникає деякий об’єм теплого повітря, який вільно переміщується у шарі повітря – це *термік*. Струмені та терміки називають елементами конвекції. Розміри терміка 50 – 100 м.

З висотою розміри терміка збільшуються (вважають, що це виникає за рахунок поглинання дрібномасштабних турбулентних вихорів). На площі 1 км² може утворитись 40 струменів або 750 терміків в 1 м³. Якщо терміки та струмені перетинають рівень конденсації, то в них конденсується водяна пара. Якщо вони перетинають нульову ізотерму, то в цій частині може починатись кристалізація. Перший важливий рівень утворення хмар – *рівень конденсації* z_k , який можна розрахувати за формулою Ферреля

$$h_k = 122 (T_0 - \tau_0).$$

Рівень конденсації – це нижня межа хмари.



- 1 – крива стратифікації;
2 – крива стану

Рисунок 6.4 – Схема купчасто-дощової хмари

Другий рівень – це *рівень нулевої ізотерми* z_0 . Третій рівень – *рівень конвекції* $z_{\text{конв}}$, який збігається з верхньою межею хмари. Рівень конвекції для адіабатичного процесу, якщо частка суха, дорівнює

$$z_{\text{конв}} = \frac{T_0^* - T_0}{\gamma_a - \gamma}$$

якщо частка волога, то

$$z_{\text{конв}} = \frac{T_0^* - T_0}{\gamma_{\text{ва}} - \gamma}$$

До висоти, на якій температура частки T^* , яка підіймається, стає рівною температурі навколишнього середовища T , частка підіймається з прискоренням. Після досягнення цього рівня вона продовжує підійматись, втрачаючи швидкість. Висота, на якій вертикальна швидкість $w = 0$, називається рівнем вільної конвекції.

Хвилеподібні хмари

Атмосферні хвильві рухи, які виникають у шарах з інверсійною або дуже стійкою температурною стратифікацією, які часто називають затримуючими шарами (так звані хвилі Гельмгольца), а також хвилі, які

утворюються при обтіканні повітряним потоком гір або височин (хвилі Дородніцина), є причинами утворення хмар хвильової форми.

1. Гравітаційні хвилі (хвилі Гельмгольца).

Вони утворюються, коли при переході через затримуючий шар повітря відбувається розрив горизонтальної складової швидкості вітру разом із стрибкоподібним змінням густини повітря. Для цього потрібні два повітряних потоки з різною температурою (температура верхнього має бути вищою) і різними швидкостями руху, напрям яких також різний. Між цими горизонтальними потоками виникають хвильові рухи. Ці хвилі можуть мати постійну або змінну амплітуду.

Швидкість поширювання хвиль, які утворюються на межі двох потоків має деяке середнє значення, а напрям визначається геометричною різницею векторів.

Якщо довжина хвилі менша критичної, то фазова швидкість її може бути і більша і менша за c .

Хвильоподібні хмари, які утворюються під впливом таких хвильових рухів за визначених умов, мають вигляд поширеного на десятки або сотні кілометрів шару, який складається з валів, гряд, плит. Ці гряди розташовуються перпендикулярно до вектора різниці швидкості потоків, ширина цих гряд та валів разом з просвітами змінюється від сотен метрів до 5 – 8 км.

2. Орографічні хвилі (хвилі, які пов'язані з рельєфом) – хвилі Дородніцина.

Режим хвильових рухів з підвітряного боку гірського хребта визначається термічною стійкістю атмосфери та швидкістю набігаючого потоку. Якщо стійкість велика, це сприятливо для утворення хвильових систем з підвітряного боку хребта. Чим більша швидкість набігаючого потоку, тим менша кількість хвильових систем поза хребтом.

За швидкості ≥ 30 м/с хвильові рухи можуть не виникати взагалі; якщо швидкість становить 15 м/с з підвітряного боку утворюється одна система хвиль; при швидкості 11 м/с і $\gamma = 0,6^\circ\text{C}/100$ м утворюються три системи хвиль довжиною 11 км, 15 км, 17 км. Довжина хвиль зменшується якщо зменшується стійкість атмосфери. Підвітряні хвилі в різних шарах над хребтом мають різні фази. Ці хвильові збурення поширюються до нижньої стратосфери, що значно більше висоти хребта. Якщо вологість повітря достатня, в гребенях хвиль висхідні рухи приводять до конденсації водяної пари і утворення хмар переважно виду *lenticularis*. Якщо вологість повітря велика, поза хребтом може спостерігатись кілька паралельних хребту хмарних валів. Довжина хвиль, які утворюються поза хребтом, становить від 4 до 19 км.

Осередкова конвекція

Хвилеподібні хмари можуть формуватись не тільки під дією хвиль Гельмгольца та Дородніцина, а й під впливом ячеєвої циркуляції.

Вперше осередкова циркуляція в атмосфері була виявлена за даними супутникових спостережень. Це конвективний рух у граничному шарі атмосфери, який призводить до утворення осередкової циркуляції, якщо над поверхнею суші або океану розташовується конвективний шар, а над ним – затримуючий, тобто шар з дуже стійкою стратифікацією. Якщо висхідні рухи у конвективному шарі утворюються в центрі осередку, а низхідні – на периферії цього осередку, то вони мають назву *закриті*. *Відкриті* осередки – це такі, на периферії яких містяться висхідні, а в центрі – низхідні рухи. Хмари утворюються у висхідних рухах осередків, тобто у закритих осередках хмари в його центрі, на периферії – проясніти, а у відкритих – навпаки.

Кількісні характеристики відкритих та закритих осередків:

	Відкриті осередки	Закриті осередки
h_{cp}	1,7 км	1,5 км
γ_{cp}	0,82°/100 м	0,81°/100 м
D_{cp}	31 – 40 км	31 – 40 км
H_{cp}	0,62 км	0,62 км
γ_H	-0,16°/100 м	-0,86°/100 м.

Тут H_{cp} – середня товщина затримуючого шару;

γ_H – середній градієнт стратифікації цього шару;

D_{cp} – середній діаметр осередків;

h_{cp} та γ_{cp} – товщина та градієнт стратифікації конвективного шару.

Різниця між відкритими та закритими осередками у швидкості змін з висотою градієнта стратифікації: якщо $\gamma_H = \frac{d\gamma}{dz}$ має від'ємне значення, то осередок відкритий, якщо температура з висотою зменшується швидше – осередок закритий. Відкриті осередки утворюються у холодних повітряних масах, які знаходяться над теплою поверхнею; закриті – при адвекції теплих повітряних мас, які приходять на холодну поверхню океану або суші.

Осередкова конвекція створює великі поля хмар, елементи яких мають вигляд круглих або шестикутних осередків, та розміри, які

відповідають горизонтальним та вертикальним розмірам цих осередків. Поля осередкових хмар можуть зберігатись протягом декількох діб.

У випадках, коли вертикальний градієнт швидкості вітру великий, окремі осередки складаються у гряди, які витягнуті у лінію. Відстань між грядами, тобто ширина гряди плюс просвіт, коливається від 5 до 25 км – над сушею, і від 6 до 50 км – над океаном.

Шаруваті хмари

Шаруваті хмари мають велику горизонтальну видовженість. Вони, як правило, фронтального походження (це хмари Ns, As, Ac, Cs), але можуть бути внутрішньомасовими (St, Sc). Їхня горизонтальна видовженість значно менша, ніж фронтальних. Як відомо, хмари утворюються коли зростає вологість. Причини її зростання – приплив водяної пари або зниження температури. Зниження температури може бути адіабатичним або неадіабатичним, тобто радіаційним. Процеси, які впливають на умови хмароутворення, це: адіабатичне охолодження внаслідок упорядкованих вертикальних рухів, вертикальний та горизонтальний турбулентний обмін, фазові переходи води, радіаційне охолодження.

Неадіабатичні процеси найбільш значні при утворення низьких хмар шаруватих форм (St, Sc).

Адіабатичне охолодження спостерігається, якщо існують висхідні вертикальні рухи, які завжди утворюються в області баричних улоговин, де проходять атмосферні фронти. Атмосферний фронт – це поверхня поділу між двома повітряними масами з різними фізичними властивостями. Середня швидкість крупномасштабних упорядкованих вертикальних рухів на фронтах у циклах помірних широт декілька десятків см/с. Кут нахилу лінії фронту $1 - 2^\circ$, середня швидкість проходження теплового фронту – 30 км/год, холодного фронту першого роду – 40 км/год, холодного фронту другого роду – 100 км/год.

Розглянемо хмарну систему теплового фронту (рис. 6.5). З наближенням фронту спочатку з'являються Ci, потім Cs, As, Ns.

У фронтальній зоні виникає інтенсивне турбулентне змішування, що також сприяє утворенню хмар.

Розглянемо хмарну систему холодного фронту 1-го роду (рис. 6.6 а). Тут також утворюється система хмарності, яка має шаруватий характер, в якій, проте, форми хмарності йдуть у зворотній послідовності, починаючись з Ns і закінчуючись As – Cs. За холодним фронтом також іноді утворюється Cb – це результат термічної конвекції.

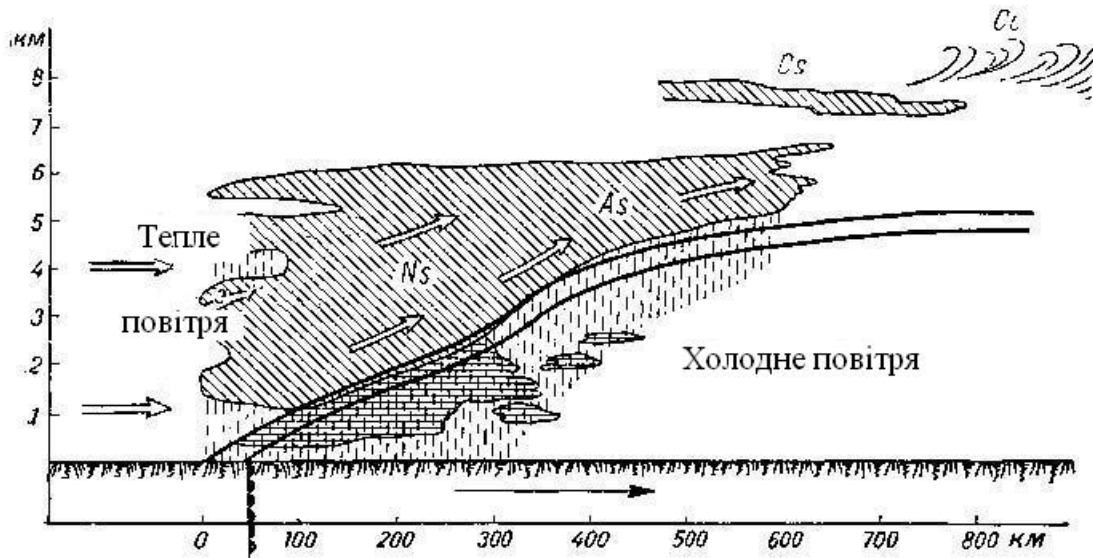
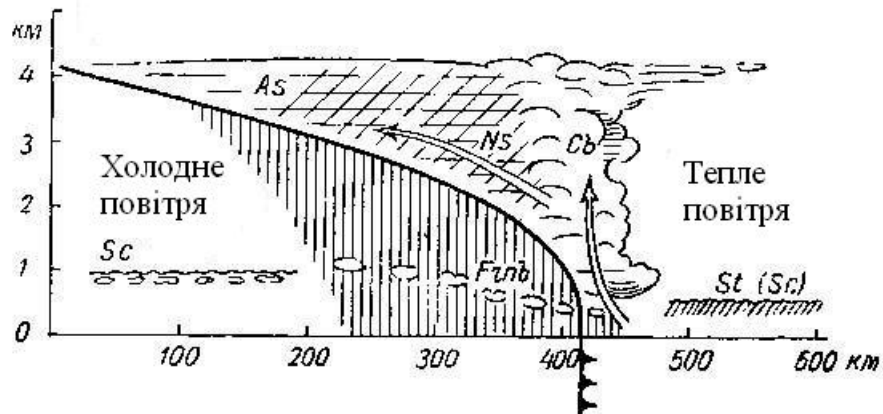
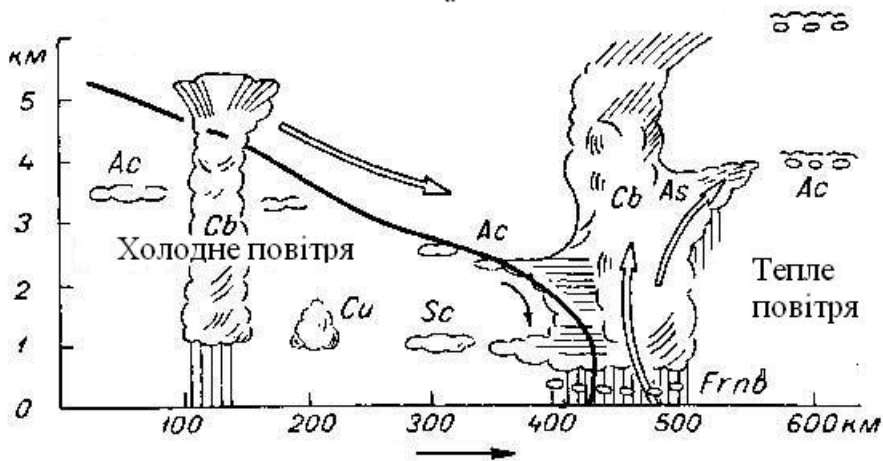


Рисунок 6.5 – Система хмар теплого фронту



а



б

а – 1-го роду;

б – 2-го роду

Рисунок 6.6 – Система хмар холодного фронту

Холодний фронт 2-го роду. Його швидкість руху найбільша. Внаслідок тертя поперед фронту утворюється вихоревий вал і потужна динамічна конвекція спричиняє створення Cb. Можуть бути також Sc і дуже часто Ac lenticularis.

Утворення хмар шаруватих форм внутрішньомасового походження може бути зумовлене не тільки упорядкованими висхідними рухами, але й атмосферною турбулентністю та радіаційним охолодженням. Найчастіше шаруваті хмари формуються під інверсійними шарами, де як відомо, термічна стратифікація є стійкою. Через турбулентне перемішування значення градієнта стратифікації наближається до адіабатичного, тому у верхній частині шару температура поступово зменшується, що призводить до збільшення вологості повітря у цій частині шару, а також до збільшення концентрації аерозолей під затримуючим шаром інверсії. Усе це сприяє утворенню хмар форм St або Sc.

Турбулентність є важливим чинником хмароутворення для шаруватих хмар.

6.8 Опали

Опади – це вода, яка у вигляді крапель або кристалів льоду, випадає з хмар на земну поверхню.

За генетичним типом та розмірами вони поділяються на:

- мряку – середній розмір крапель 200 – 250 мкм (Sc, St),
- облогові – у середньому 0,5 мм, опади у вигляді дощу та снігу (Ns, As),
- зливи – розмір крапель 2,5 – 3,2 мм (Cb).

Кількість опадів вимірюють товщиною шару води у міліметрах, який міг би утворитись після випадіння опадів на горизонтальну поверхню. Шар води товщиною 1 мм на поверхні площею 1 м² відповідає масі опадів 1 кг.

Швидкість падіння частинок в атмосфері (закон Стокса)

На кожну частинку, яка знаходиться в атмосфері, діють сила тяжіння, сила опору повітря, сила Архимеда. Якщо рух в атмосфері характеризується малими числами Рейнольдса, то сила опору повітря прямопропорційна швидкості руху частинки (частинка повинна мати сферичну форму) відносно повітря.

З врахуванням всіх сил, які діють на частинку, швидкість її падіння в атмосфері за законом Стокса записується наступним рівнянням

$$v = \frac{2r^2 \rho_k g}{9n},$$

де

v – швидкість частинки відносно повітря,
 r – радіус частинки,
 n – коефіцієнт молекулярної в'язкості повітря;
 ρ_k – густина частинки (краплі).

Тут $\frac{2r^2 \rho_k}{9n} = \tau$ – час релаксації, тобто час, протягом якого рух краплі стає рівномірним.

Закон Стокса дійсний для крапель розміром менше 50 мкм. Якщо краплі за своїми розмірами перебільшують вказану величину, то сила опору і швидкість краплі пов'язані між собою нелінійно і формула Стокса непридатна.

Зростання крапель в хмарах

Механізми зростання крапель в атмосфері:

- конденсаційний,
- коагуляційний (коагуляція – злиття).

Нехай є крапля радіусом r_k , навколо краплі у повітрі масова частка водяної пари S_k , парціальний тиск над краплею з урахуванням її складу, температури і радіусу – E гПа. На деякій відстані від краплі масова частка водяної пари S і відповідний парціальний тиск e гПа.

Якщо є різниця у масовій частці водяної пари поблизу поверхні краплі і на відстані від неї, то є градієнт вологості і буде відбуватись дифузійний перенос водяної пари, тобто крапля буде зростати за рахунок конденсації

$$\frac{dr}{dt} = k_{\text{конд}} \frac{(e - E_k)}{r_k},$$

де

r_k – радіус краплі;
 E – парціальний тиск над краплею з урахуванням її складу, температури і радіусу;
 e – парціальний тиск водяної пари на деякій відстані від краплі;
 k – коефіцієнт конденсаційного зростання краплі.

Розглянемо цю формулу. Коли $e < E_k$, то $\frac{dr}{dt} < 0$, тобто з часом r зменшується, а це означає, що відбувається випаровування. Коли $e > E_k$, то $\frac{dr}{dt} > 0$ – крапля буде зростати, але для цього потрібно, щоб пара була пересиченою, тому що парціальний тиск над краплею більший ніж над плоскою поверхнею, особливо коли температура повітря і температура краплі однакові.

Чим менший радіус краплі, тим швидче вона зростає за рахунок конденсації. Експериментально визначено швидкість зростання крапель: крапля радіусом 1 мкм збільшиться до 2 мкм за 2,1 секунди, 2 мкм – до 10 мкм за 7,5 хвилин, 10 мкм – до 100 мкм за 2 години.

Для того, щоб крапля досягла розмірів мряки (200 мкм) потрібно 8 годин.

Крива конденсаційного росту краплі залежить від її розміру. За рахунок конденсації краще ростуть маленькі краплі.

Типи коагуляції

Існують наступні типи коагуляції.

1. *Броунівська коагуляція*; причиною її виникнення є хаотичний рух окремих крапель або малих комплексів крапель хмари чи туману, які після зіткнення можуть зливатись. Зростання радіусу краплі з часом залежить від її радіусу таким чином

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)_{br} = \frac{\kappa_{br}}{r_k^2},$$

де

κ_{br} – коефіцієнт броунівської коагуляції.

2. *Турбулентна коагуляція* зумовлена рухом окремих об'ємів повітря – турбулентних молів, в яких краплі внаслідок зіткнення можуть зливатись. Зростання радіусу краплі з часом у цьому разі визначається таким виразом

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)_{турб} = \frac{\kappa_{турб}}{r_k^2},$$

де

$$\kappa_{турб} = 10^3 \kappa_{br}.$$

3. *Електростатична коагуляція* зумовлена можливою наявністю заряду на краплях в хмарах. Краплі, які мають різні заряди, під дією електростатичних сил наближаються і можуть зливатись.

Експериментально помічено, що найбільші краплини утворюються в хмарах, які несуть електричний заряд.

4. *Гідродинамічна коагуляція* можлива, коли поряд падають з однаковою швидкістю однакового розміру краплі, в результаті обтікання їх потоком повітря між ними створюється знижений тиск і краплі зливаються.
5. *Гравітаційна коагуляція* зумовлена впливом сили тяжіння. Велика крапля, яка має і більшу швидкість падіння, наздоганяє менші краплі, котрі зустрічаються на її шляху, внаслідок зіткнення вони зливаються.

Рівняння зростання краплі можна надати у наступному вигляді

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)_{cp} = \kappa_{cp} \cdot r_k^2.$$

Цей тип коагуляції найважливіший.

Умови утворення опадів у крапельнорідких (водних) хмарах

Для того, щоб утворились опади, необхідно, щоб крапля досягла певних розмірів. Це може бути як результат конденсації і гравітаційної коагуляції.

Коефіцієнт захвата у крапельнорідких хмарах при великій в'язкості

$$\varepsilon = \left(1 - \frac{0,607}{Stc}\right)^2,$$

де

Stc – число Стокса, яке враховує густину краплі, радіуси великої та малої крапель, швидкість падіння великої краплі і коефіцієнт динамічної в'язкості;

ε – коефіцієнт захвату розрахований за формулою

$$\varepsilon = \frac{s}{S} \frac{r^2}{R^2}.$$

Тут

R – радіус великої краплі, яка падає,

r – радіус меншої краплі, яка зіткнеться з великою,

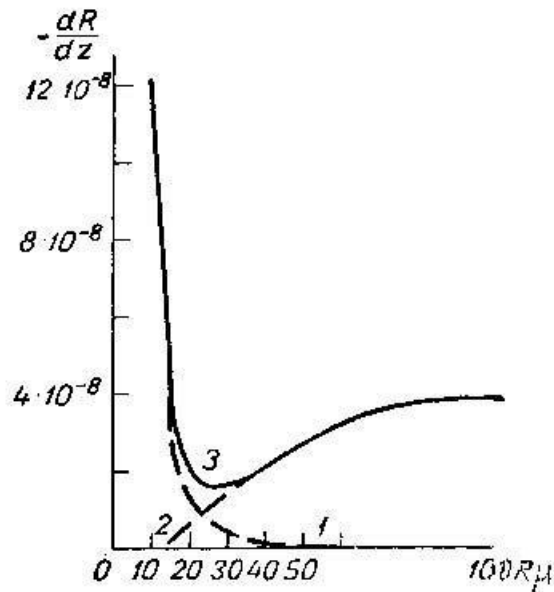
S – площа поперечного перерізу великої краплі;

s – площа поперечного перерізу стовпа повітря, в якому всі малі краплі мають зіткнутись з великою.

На швидкість зростання крапель у крапельнорідких хмарах впливають швидкість вертикальних висхідних рухів, потужність хмари. Рисунок 6.6 показує, що зростання радіусу краплі швидкість конденсаційного росту її зменшується, а швидкість коагуляційного росту зростає. У початковій стадії розвитку хмари основну роль в укрупненні хмарних елементів відіграє конденсація, а у наступному – коагуляція.

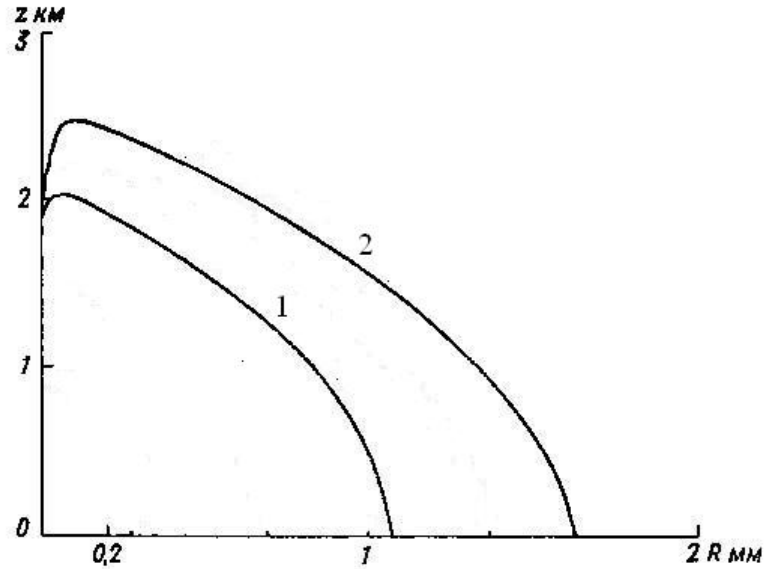
Якщо хмара не є потужною, то крапля не зростає до великих розмірів і падає у вигляді малих опадів.

Розмір випадаючих з хмари крапель дуже залежить від швидкості висхідного потоку (рис. 6.7).



- 1 – швидкість конденсаційного зростання;
- 2 – швидкість коагуляційного зростання;
- 3 – сумарна швидкість зростання

Рисунок 6.6 – Швидкість укрупнення краплі, яка падає в хмарі



1 – швидкість росту краплі при $W = 0,5$ м/с;
 2 – швидкість росту краплі при $W = 1,0$ м/с

Рисунок 6.7 – Зростання крапель у хмарах з різними швидкостями висхідних рухів

Умови утворення опадів у льодових хмарах

Водність цих хмар низька. Вони розміщені у верхніх ярусах, але при дуже низьких температурах та відсутності вітру опади все ж випадають у вигляді кристаликів льоду „алмазного пилу”. Ріст кристалів відбувається при їх механічному зачіпленні або за рахунок зплавлення при не дуже низьких температурах при зіткненні. Умови їх утворення – наявність хмар форм Cs і Ci, безвітряна погода, ясне небо, низька температура.

Умови утворення опадів у змішаних хмарах

Механізми збільшення (за розміром) крапель:

- конденсація,
- гравітаційна коагуляція,
- конденсація за ізотермічних умов (перегонка).

Тиск насиченої пари над льодом менший, ніж над водою. Тому, коли над водою пара ненасичена, крапля випаровується, а над льодом пара стає пересиченою, вона конденсується, відбувається перегонка пари з краплі на кристал.

Абсолютне пересичення

$$E = \frac{\rho(S - S_k)}{\rho_l},$$

де

ρ – густина повітря,
 S – масова частка водяної пари на віддалені,
 S_k – масова частка водяної пари над кристалом,
 ρ_l – густина льоду.

Абсолютне пересичення залежить від:

- розміру частинок,
- температури.

За рахунок перегонки кристал буде зростати, якщо його розмір r більший за $R_{крит}$. А $R_{крит}$ тим менший, чим нижча температура. Для розрахунку радіуса r краплі або кристала можна скористатись формулою

$$r = \sqrt{2DEt},$$

де

D – коефіцієнт молекулярної в'язкості пари,

t – час від початку конденсації,

E – абсолютне пересичення.

E для льоду близько 10^{-7} , а для крапель $5 \cdot 10^{-10} - 5 \cdot 10^{-9}$.

Кристали за рахунок конденсації зростають у 10 – 20 разів швидше, ніж краплі і за рахунок цього встигають вирости до розмірів 50 – 60 мкм.

Крім збільшення у розмірах за рахунок прихованої теплоти плавлення кристал розплавляється і перетворюється на краплю, а вона коагулює як звичайна. Кристали один з одним не коагулюють, але добре зливаються з краплею. Швидкість зростання крапель від конденсаційної перегонки не залежить від швидкості висхідних рухів ($W = 2 - 5$ м/с).

Якщо в хмарі спостерігається значна вертикальна швидкість, то при великій вертикальній потужності хмари може утворюватись град. За рахунок конденсації і коагуляції частинка зростає до розміру граду:

коли $W = 2$ м/с $R_{max} = 4,2$ мм,

$W = 3$ м/с $R_{max} = 6,0$ мм,

$W = 40$ м/с максимальна вага вимірюваної градини становить 3,5 кг.

Час від моменту утворення хмари до початку випадіння опадів становить всього 40 хвилин. Крапля у змішаних хмарах зростає дуже швидко за рахунок перегонки водяної пари на кристали.

6.9 Активні впливи на атмосферні процеси

Оскільки атмосферні явища і процеси мають величезну енергію, прямий вплив на них не дає позитивних результатів. Наприклад, енергія утворення одної хмари Cu cong дорівнює енергії, яку виробляють кілька великих ГЕС за час розвитку хмари. Для того, щоб змінити напрям вітру в одній області потрібна потужність всіх електростанцій світу. Через це розв'язання даної проблеми слід шукати у впливі не на великомасштабні явища, а на елементарні мікрофізичні процеси, які відбуваються у хмарах. Виходячи з цього було запропоновано декілька методів впливу на хмари і тумани:

- вплив на нестійкість фазового стану,
- вплив на колоїдну нестійкість крапель хмар чи туману,
- вплив на термічну стійкість атмосфери.

Перший метод можна застосувати для впливу на переохолоджені хмари введенням реагентів, викликаючи штучну кристалізацію. Це такі речовини як AgI , PbJ_2 , CO_2 , CuS тощо. Застосовувати їх можливо тоді, коли температура в хмарі від 0 до -12°C . При цьому ефект впливу буде залежати від товщини хмари.

CO_2 – реагент холоду, його температура випаровування становить $-78,9^\circ\text{C}$; випаровуючись він охолоджує повітря, охолодження дає ефект пересичення і може перевищити критичне значення, яке приведе до утворення крапель і кристалів, особливо якщо температура нижча -40°C .

Кількість льодяних зародків при повному випаровуванні 1 г CO_2 залежить від температури хмар: чим нижча температура, тим більша кількість кристалів.

Падаюча частинка CO_2 охолоджує повітря в об'ємі, який збільшується з часом за рахунок молекулярної теплопровідності турбулентного обміну. Це призводить до переносу частинок в хмарі і зростанню ширини зони кристалізації. Дозування CO_2 залежить від товщини хмари, її мікрофізичних характеристик і знаходиться в межах від 20 г до 400 г на 1 км шляху.

AgI , PbJ_2 – мають структуру кристалічної решітки подібну до структури льоду. У хмарі вони виконують роль зародків, на яких утворюються кристали льоду. Подальший ріст виникає в результаті перегонки водяної пари.

Засівають хмари і гігроскопічними речовинами, наприклад, NaCl і CaCl . Вони також є активними ядрами конденсації. Засівання хмар має за мету:

- розсіяти переохолоджені хмари і тумани,
- викликати опади, їхнє прискорення,

- запобігти граду.

Вплив на $Cu\ song$ при температурі $-12^{\circ}C$ приводить до випадіння опадів, якщо товщина хмари більша 3,6 км, а якщо менша 2,1 км, то опади не випадають. При температурі $-12^{\circ}C$ опади утворюються у всіх випадках впливу, а при температурі вищій за $-4^{\circ}C$ ніколи не утворюються.

Стимулювання атмосферної конвекції має за мету утворення хмари. Такі випадки були раніше незалежно від бажання людини, наприклад, пожежа у фортеці у 429 р. до н.е. створила хмару, опади якої погасили цю пожежу. Запальнички над Гамбургом в 1943 р. також створили зливу. Атомна бомба над Хіросімою в 1945 р. також була причиною зливи, яка загасила пожежу в місті.

У 50-х роках у Франції було створено метеотрон, тобто горілки з регульованим режимом роботи. Дослід був вдалий, злива досягла максимуму на відстані у 18 км від метеотрона.

Якщо хмара розвивається під хмарами середнього ярусу, то вона часто дає опади, очевидно впливає кристалічна структура хмар середнього ярусу. Можливо і без горілок створювати перегрів повітря біля землі, збільшуючи поглинання і зменшуючи випромінювання. Наприклад, можна зменшити альбедо поверхні чорним покриттям.

Крім того, можна використати динамічний метод – струмінь газів реактивного двигуна. Ефективність цього методу дуже залежить від стратифікації і від радіуса струменя.

При великій стійкості атмосфери і великому зсуві вітру змінити ситуацію не зможе ніякий метеотрон.

Навчальне електронне видання

БОРИСОВА С.В., КАТЕРУША Г.П.

МЕТЕОРОЛОГІЯ І КЛІМАТОЛОГІЯ

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