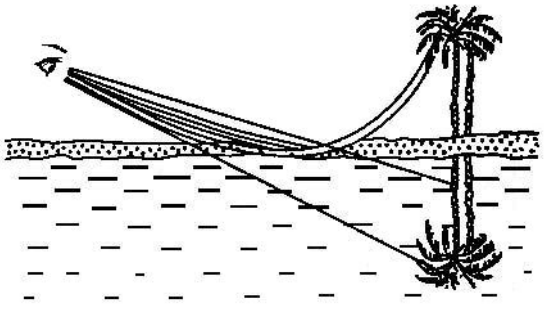
С.В. Борисова

ФІЗИКА АТМОСФЕРИ



МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ОДЕСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ЕКОЛОГІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

С.В. Борисова

КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ

з дисципліни

ФІЗИКА АТМОСФЕРИ

Напрям підготовки
гідрометеорологія

Одеса-«ТЕС»-2007

УДК 551.510.5
Б 82
ББК 22.23

Друкується за рішенням Вченої ради Одеського державного екологічного університету (протокол № 8 від 28.09.06)

Борисова С.В.
«Фізика атмосфери»: Конспект лекцій. – Одеса: Вид-во «ТЕС», 2007. – 100 с.

Конспект лекцій призначений для навчання студентів з напряму підготовки – «Гідрометеорологія», спеціальність – «Метеорологія», спеціалізація «Полярна метеорологія». В конспекті розглянуті фізичні процеси утворення різних оптичних явищ, питання електрики атмосфери та акустичних процесів.

© Одеський державний
екологічний університет, 2007

ЗМІСТ

ПЕРЕДМОВА ……. 5

1 ОПТИКА АТМОСФЕРИ …….. 7

1.1 Основні поняття і фотометричні величини …… 7

1.1.1 Око як світлочутливий елемент …….. 7

1.1.2 Основні фотометричні величини …… 8

1.2 Яскравість, поляризація і форма небесного склепіння. 9

1.2.1 Яскравість небесного склепіння …..…… 9

1.2.2 Поляризація розсіяного світла …… 10

1.2.3 Уявна форма небесного склепіння та пов'язані з цим явища …… 12

1.3 Освітленість земної поверхні……..… 14

1.3.1 Освітленість вдень ……. 14

1.3.2 Освітленість вночі ……. 15

1.3.3 Присмерки, білі ночі, зоря ……... 16

1.4 Видимість в земній атмосфері …… 19

1.4.1 Видимість об'єктів, що самі не світяться …… 20

1.4.2 Теорія горизонтальної дальності видимості …… 20

1.4.3 Визначення метеорологічної дальності видимості 22

1.4.4 Видимість вночі ……. 24

1.4.5 Похила дальність видимості ……. 25

1.4.6 Дальність видимості у хмарах та туманах ……. 27

1.5 Рефракція світла в атмосфері …… 29

1.5.1 Рівняння траєкторії світлового променя в атмосфері …… 30

1.5.2 Явища зумовлені астрономічною рефракцією. 32

1.5.3 Явища зумовлені земною рефракцією …… 33

1.6 Оптичні явища у хмарах …… 37

1.6.1 Райдуга ……...…… 37

1.6.2 Гало……. 41

1.6.3 Вінці …… 46

2 АТМОСФЕРНА ЕЛЕКТРИКА …….. 48

2.1 Іони в атмосфері ……...…….. 48

2.1.1 Основні іонізатори атмосфери ……..……... 49

2.1.2 Провідність атмосфери …… 50

2.1.3 Рекомбінація іонів …… 52

2.2 Електричне поле в атмосфері …… 54

2.3 Електричні струми в атмосфері …… 55

2.4 Електричні характеристики хмар …… 57

2.4.1 Електризація крапель у хмарах ……..…… 57

2.4.2 Напруженість електричного поля у хмарах, електропровідність, заряди частинок хмар і опадів 58

2.4.3 Збурення електричного поля …… 61
2.5 Грозова електрика …… 63
2.5.1 Види блискавок ……. 64
2.5.2 Тихі розряди …….. 67
2.6 Електричне поле верхніх шарів атмосфери …….. 67
2.6.1 Іоносфера …… 67
2.6.2 Полярні сяйва ……. 70
2.6.3 Радіаційний пояс Землі …… 71
3 АТМОСФЕРНА АКУСТИКА …….. 73
3.1 Звукові хвилі ……. 73
3.2 Хвильове рівняння ……. 74
3.3 Швидкість звуку в нерухомому середовищі …….. 74
3.4 Швидкість звуку в атмосфері …… 76
3.4.1 Залежність швидкості звуку від температури і вологості повітря…… 76
3.4.2 Швидкість звуку при вітрі …… 78
3.5 Відбиття, заломлення й ослаблення звукового променя в атмосфері …… 79
3.6 Траєкторія звукового променя в атмосфері …….. 81
ЛІТЕРАТУРА…… 83

ПЕРЕДМОВА

Конспект лекцій призначено для студентів гідрометеорологічних спеціальностей. В ньому розглядаються основні питання оптики, електрики та акустики атмосфери, які входять до затвердженої робочої програми дисципліни «Фізики атмосфери».

Розділи дисципліни «Фізика атмосфери»: «Атмосферна оптика», «Атмосферна електрика» та «Атмосферна акустика» у підготовці гідрометеорологів мають більш загально освітній характер, тому в програму лекцій увійшли в основному теми, які мають практичний напрямок, допомагають пояснити зв'язки оптичних, електричних та звукових явищ з метеорологічними величинами та атмосферними явищами (хмарністю, вітром, видимістю, грозовою електрикою та ін.).

Центральною проблемою атмосферної оптики є дослідження поширення електромагнітних хвиль оптичного діапазону в атмосфері, яка являє собою оптично неоднорідне середовище. Оптика атмосфери в той же час в значній мірі є оптикою атмосферного аерозолю. Розділ включає три важливих для гідрометеорологів теми: видимість в атмосфері, рефракція світлових променів та явища, які пов'язані з нею, оптичні явища в хмарах та туманах.

Атмосферна електрика включає коло питань, які пов'язані з вивченням електричного поля атмосфери, змін його напруженості у просторі, впливом на деякі фізичні процеси та явища. Найбільш важливими проблемами розділу є процеси іонізації різних шарів атмосфери, утворення грозових розрядів, виникнення полярних сяйв, магнітних бурь.

Вивчення особливостей розповсюдження акустичних коливань в повітрі питання досить складне, оскільки атмосфера є рухливим середовищем, в якому постійно змінюються температура, вологість повітря, тиск, швидкість та напрямок вітру. Знання умови розповсюдження звуку необхідні для визначення питань звукової сигналізації, місця знаходження джерела звуку, а також для дослідження характеристик атмосфери як на значних висотах так і в її нижніх шарах.

Цей лекційний курс розрахований на 32 години теоретичних занять з трьома контрольними заходами.

В розділі «Радіаційний режим атмосфери», який читався в попередньому семестрі, потік сонячної радіації по всьому діапазону довжин хвиль розглядався з енергетичної точки зору. Електромагнітні хвилі видимої частини спектру, окрім енергетичного, справляють світловий ефект. Освітленість земної поверхні – фактор, життєво важливий для біосфери Землі. Крім того, при проходженні світлових променів через атмосферу в ній виникають численні оптичні явища, головні з яких є предметом розгляду в першому розділі даного конспекту. Для кількісної

характеристики світлових потоків застосовуються світлові величини, близькі, але відмінні по фізичному значенню від енергетичних одиниць радіаційних потоків, з якими студенти знайомі з попередніх розділів.

Електричні явища, що відбуваються в атмосфері, її електричні властивості мають велике значення для багатьох метеорологічних процесів і повинні враховуватися в практичній діяльності фахівця.

У зв'язку з розвитком космонавтики і вдосконаленням засобів радіозв'язку велике значення має дослідження іоносфери, яка істотно впливає на розповсюдження електромагнітних хвиль у верхній атмосфері.

Вивчення процесу розповсюдження звуку в повітрі має великий практичний інтерес в питаннях звукової сигналізації, звукової ізоляції, визначення місцезнаходження джерела звуку, наприклад, грому або вибуху, а також дозволяє зробити ряд висновків про стан атмосфери і процесів, що в ній відбуваються.

Даний конспект призначений для студентів вищих навчальних закладів, що навчаються за фахом «Синоптична метеорологія» і «Полярна метеорологія».

1 ОПТИКА АТМОСФЕРИ

Оптичні явища, які спостерігаються в атмосфері, є наслідком взаємодії електромагнітних хвиль світлового діапазону зі всілякими елементами атмосфери: молекулами й атомами газів, аерозолями (твердими й рідкими), які розташовані на різних висотах та різноманітні за складом, розмірами, формою, походженням.

Тільки світлові промені достатньо вузького діапазону (0,39 – 0,76 мкм), окрім теплової енергії, дивно впливають на світлочутливі елементи (око, фотоплівки та ін.), на рослини, живі організми, більшість з яких не можуть нормально рости і розвиватися без світла.

1.1 Основні поняття і фотометричні величини

Світлові промені дозволяють оку бачити зображення різних предметів, які мають різні форми, розміри, кольори, яскравість, їхню віддаленість, зміну кольору та яскравості та ін. Ми пізнаємо все це багатство природи завдяки надзвичайній чутливості нашого ока.

1.1.1 Око як світлочутливий елемент

Око людини сприймає світлове роздратування за допомогою паличкового і колбочкового апаратів, які розташовані на сітчатці ока. Колбочки розташовані в центрі сітчатки, їх 7 млн., палички на периферії, їх 130 млн., вони працюють у різний час доби, в залежності від освітленості. У світлий час доби працює колбочковий апарат, який розрізняє кольори. Паличковий вдень не працює, світлочутлива речовина, що розташована в ньому, на сильному світлі розпадається, утворюючи каротин. У темряві ці речовини знову поєднуються, утворюють світлочутливу речовину, яка визначає зір за поганої освітленості. Коли освітленість змінюється, то відбувається світлова або темнова адаптація ока. Світлова адаптація (від світла до темряви) відбувається швидко і боляче, а темнова (від темряви до світла) повільно, але безболісно. Денний зір називається центральним та хроматичним (кольоровим), а нічний – периферійним та ахроматичним (безкольоровим).

Око людини, яке реагує на хвилі видимої частини спектра, побудовано досить складно. Його основними функціональними елементами є кришталик, сітчатка та зорові нерви. Кришталик – це лінза, яка заломлює промені таким чином, що вони фокусуюся на сітчатці. Сітчатка ока має неоднорідну будову, на ній є жовта пляма, де розташовані тільки колбочки і де особливо гострий зір; існує також сліпа пляма – місце, де зорові нерви

виходять з ока й сітчатка не має чутливості, тобто, якщо промені фокусуються на цій частині сітчатки, то предмет невидимий. Око має три кольорочутливих пігменти, тобто око розрізняє червоний, синій і зелений, інші кольори є сумішшю цих трьох. Рецептори, які сприймають три кольори, мають різну чутливість до різних кольорів. Відсутність одного з пігментів, що сприймає колір, призводить до дальтонізму.

У паличках міститься родопсин (зоровий пурпур) – фарбувальна речовина, яка зумовлює функцію паличок. При поглинанні світла від родопсину відщеплюється частина його молекул, яка називається ретинен. Це розпадання молекули білка родопсину є головною причиною поглинання світла, а складовою частиною ретинену є вітамін А (каротин). Якщо вітаміну А не вистачає в організмі, то розвивається куряча сліпота. У колбочках міститься інша хімічна речовина – іодопсин.

Око людини працює як частина мозку. Отримавши кольорове або світлове зображення, воно розпізнає об'єкт, визначає його розміри, форму, колір, ставить його головою догори.

1.1.2 Основні фотометричні величини

В оптиці використовують фізичні величини, які близькі, але відрізняються від енергетичних характеристик променевої енергії.

1. Світловий потік за складом аналогічний потоку променевої енергії, але Φ – це частина потоку радіації, яка діє на приймач світла (око, наприклад) з відомою відносною спектральною світловою ефективністю випромінювання $\nu(\lambda)$. Світловий потік пов'язаний зі спектральною щільністю F_λ потоку радіації співвідношенням: $\Phi = K_m \int_0^\infty F_\lambda \nu(\lambda) d\lambda$, де $K_m \approx 683$ лм/Вт – максимальне значення $\nu(\lambda)$, яке називається світловим еквівалентом потужності. Одиниця світлового потоку – люмен (лм). $\Phi = I \cdot d\omega$, де I – сила світла, $d\omega$ – тілесний кут.

2. Сила світла I – променевий потік, що випромінюється джерелом за одиницю часу у межах одиничного тілесного кута і оцінюється по зоровому сприйняттю. Одиниця сили світла $[I] =$ кд (кандела).

3. Яскравість елемента – це світловий потік, який випромінюється в заданому напрямку з одиниці поверхні, перпендикулярної до цього напрямку, в межах одиничного тілесного кута: $B_0 = \frac{I}{S}$. Одиниця яскравості $[B_0]$ = кд/м^2 або $[B_0]$ = лм/(м^2·ср).

4. Освітленість – повний світловий потік, що падає на одиницю площини: $E = \frac{\Phi}{S}$. Одиниця вимірювання – люкс (лк = лм/м^2).

5. Світимість R – повний світловий потік Φ, який випускається джерелом, що світиться, в усі боки з одиниці поверхні: $R = \frac{\Phi}{S}$ лм/м^2.

1.2 Яскравість, поляризація і форма небесного склепіння

1.2.1 Яскравість небесного склепіння

Яскравість небесного склепіння визначається інтенсивністю розсіяного світла, яке йде від різних частин небесного склепіння, тобто загальною індикатрисою розсіювання, що створюється всією атмосферою. Таку, нібито сумарну для всіх частинок, які розсіюють, індикатрису називають абсолютною індикатрисою розсіювання або індикатрисою яскравості. Її розподіл у вертикалі Сонця визначається прозорістю атмосфери, положенням Сонця на небесному склепінні, альбедо поверхні.

Висновки теорії молекулярного розсіювання (за Релеєм) і аерозольного (за Мі) дозволяють виділити основні властивості у розподілі яскравості небесного склепіння. Основний максимум яскравості завжди спостерігається навколо Сонця у вигляді сонячного ореола – яскравого кільця навколо сонячного диска з кутовим радіусом 10-12^0. Його яскравість тим більша, чим більші розміри аерозольних частинок і чим більша їх концентрація (рис. 1.1).

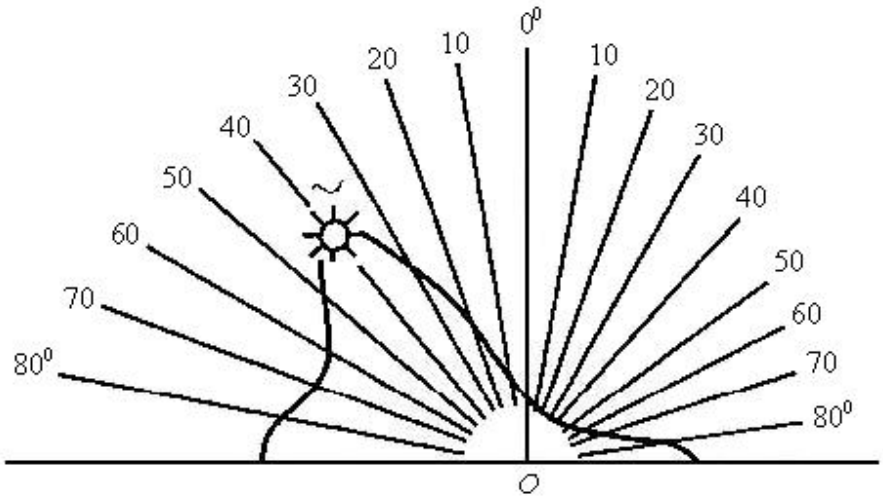


Рис. 1.1 – Розподіл яскравості на небесному склепінні у вертикалі Сонця

Другий максимум знаходиться біля горизонту і виникає за рахунок збільшення довжини шляху променя в атмосфері за умови малої висоти Сонця і, отже, збільшення маси атмосфери, що бере участь у розсіянні. Мінімум яскравості відзначається на вертикалі Сонця в сонячному зеніті, тобто в напрямку, що знаходиться на віддалені від напрямку на Сонце на кут, близький до 90^0. При збільшенні мутності атмосфери і великому альбедо поверхні яскравість небесного склепіння збільшується за рахунок багаторазового розсіювання.

За рахунок збільшення мутності атмосфери небесне склепіння нібито обезбарвлюється, тобто стає білуватим. Блакитний колір стає більш блідим, оскільки збільшується яскравість, створена аерозольним розсіюванням, при якому всі хвилі, що складають білий колір, розсіюються однаково.

1.2.2 Поляризація розсіяного світла

Поляризація – це повне або часткове обмеження напрямку коливань в електромагнітних хвилях. Коливання в електромагнітному полі поперечне, тобто відбувається у площині, перпендикулярній до напряму променя, в іншому – напрямок коливань невизначений.

При поляризації коливання відбуваються впорядковано. Якщо вони відбуваються в одній, певній площині, яка проходить крізь промінь – це лінійна поляризація. Можлива ще кругова або еліптична поляризація.

Поляризація в атмосфері може бути додатною або від'ємною.

Додатна поляризація розсіяного світла – це така, за якої площина поляризації в атмосфері утворює з вертикальною площиною кут менший 45^0. Електромагнітні коливання відбуваються при цьому у горизонтальній або майже горизонтальній площині. Зі збільшенням висоти Сонця додатна поляризація охоплює все більшу область небесного склепіння. Після заходу Сонця й перед його сходом поляризація від'ємна, вона охоплює майже все небесне склепіння. При від'ємній поляризації площина поляризації створює з вертикальною площиною кут більший 45^0, тобто близька до горизонтальної, а електромагнітні коливання відбуваються у вертикальній площині.

За Релеєм ступінь поляризації:

$$P = \frac{\sin^2 \psi}{1 + \cos^2 \psi},$$

де ψ – кут між падаючим променем та розсіяним.

З урахуванням оптичної анізотропії молекул повітря, тобто різної швидкості світла всередині молекул:

$$P = \frac{\sin^2 \psi}{1{,}061 + \cos^2 \psi}.$$

Теоретично $P = 1$ при $\psi = 90^0$ та 270^0, але практично ступінь поляризації не більший 85%, причина – частинки, які розсіюють, оптично анізотропні, тобто швидкість розповсюдження світла за різними напрямами всередині частинки неоднакова. Крім того, аерозольне та багаторазове розсіювання призводить до того, що світло поляризується в іншому напрямку, ніж при одноразовому розсіюванні. Розсіяне світло, що приходить від хмар, взагалі неполяризоване.

На сонячному вертикалі (Сонце, зеніт, антисолярна точка) ступінь поляризації різна (рис. 1.2).

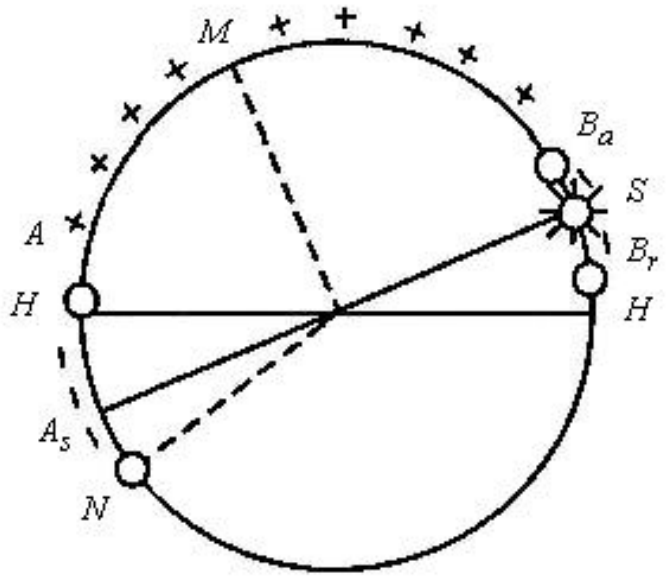


Рис. 1.2 – Нейтральні точки на площині сонячного вертикала

Максимум спостерігається на кутовій відстані 90^0 від Сонця, тут поляризація додатна, тобто площина коливань електричного вектора перпендикулярна до напрямку розсіювання. У нейтральних точках світло неполяризоване. Нейтральні точки: B_a – точка Бабіне, B_r – точка Брюстера, A – точка Араго та N – четверта точка. Між ними в районі Сонця (S) та антисолярної точки (A_S) поляризація від'ємна, тобто

електричний вектор, розташований у площині розсіювання, знаходиться під кутом 90^0 до передбаченого Релеєм.

Відстань між нейтральними точками залежить від стану атмосфери, висоти Сонця і альбедо підстильної поверхні. Чим чистіша атмосфера, тим більший ступінь поляризації.

Поляризація спостерігається і вночі, коли небо освітлене місячним світлом.

1.2.3 Уявна форма небесного склепіння та пов'язані з цим явища

Внаслідок психофізіологічних властивостей нашого зору небесне склепіння ми бачимо не у формі півсфери, а сплюснутим по вертикалі.

За міру сплюснутості небесного склепіння приймають кут α, який визначає висоту точки, що ділить навпіл дугу небесного склепіння – ZH, яка лежить від зеніту до горизонту (рис. 1.3).

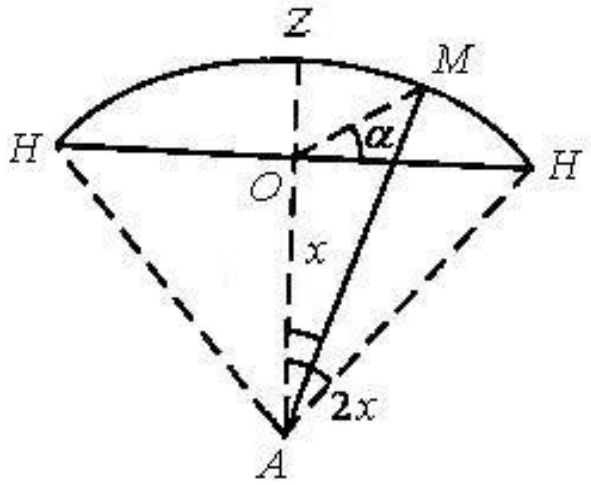


Рис. 1.3 – Сплюснутість небесного схилу

Сплюснутість можна оцінювати відношенням $\frac{OH}{OZ}$ – горизонтальних розмірів небесного склепіння до вертикальних. Якщо визначити кутовимірним прибором кут α, то він виявиться таким, що дорівнює 18^0-30^0, частіше – 22^0, але не 45^0, як повинно було б бути за умови, що HZ і є півколо.

Визначити уявну відстань до зеніту OZ та до горизонту OH можна з рисунка 1.3:

$OZ = R - AO$, але AO з трикутника AOH дорівнює: $AO = R \cdot \cos 2x$

($\angle ZAM = \angle MAH$, оскільки дуга ZM дорівнює дузі MH).

Тоді $OZ = R - R \cdot \cos 2x = R \cdot (1 - \cos 2x) = 2R \cdot \sin^2 x$.

OH з цього ж трикутника AOH дорівнює: $OH = R \cdot \sin 2x$.

Відношення $\dfrac{OH}{OZ} = \dfrac{\sin 2x}{2\sin^2 x} = \dfrac{2 \sin x \cdot \cos x}{2 \sin^2 x} = \operatorname{ctg} x = \dfrac{1}{\operatorname{tg} x}$.

$$\frac{OH}{OZ} = \frac{1}{\operatorname{tg} x} \tag{1.1}$$

Кут x пов'язаний з α:

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{\cos x - \cos 2x}{\sin x}. \tag{1.2}$$

При зміненні α від 18^0 до 30^0 відношення $\dfrac{OH}{OZ}$ зміниться від 4,5 до 2,4.

Сплюснутість небесного склепіння залежить від часу доби (вночі сплюснутість менша, приблизно 27^0–30^0); від хмарності (при суцільній хмарності сплюснутість менша, кут α більший, ніж при ясному небі) і т.д.

Це призводить до ряду оптичних обманів. Неправильно оцінюються кутові висоти над горизонтом всіх об'єктів і явищ, які спостерігаються або проектуються на небесне склепіння: Сонця, Місяця, зірок, райдуг, полярних сяйв, хмар тощо. Біля горизонту їхні розміри здаються збільшеними, а при висотах більше 35^0 – зменшеними. При сході і заході Місяць і Сонце здаються у 3-4 рази більшими, ніж на висоті 60^0. Сонце біля горизонта здається у 2,7 разів більшим істинних розмірів, Місяць – у 2,2 рази, але поблизу зеніту – у 2 рази меншим.

Кількість хмар біля горизонту переоцінюється у середньому на 26%, якщо хмар до 40 – 75%, а якщо хмари над головою, їхня кількість недооцінюється.

Як спотворюються розміри Сонця, Місяця можна зрозуміти, аналізуючи рисунок 1.4.

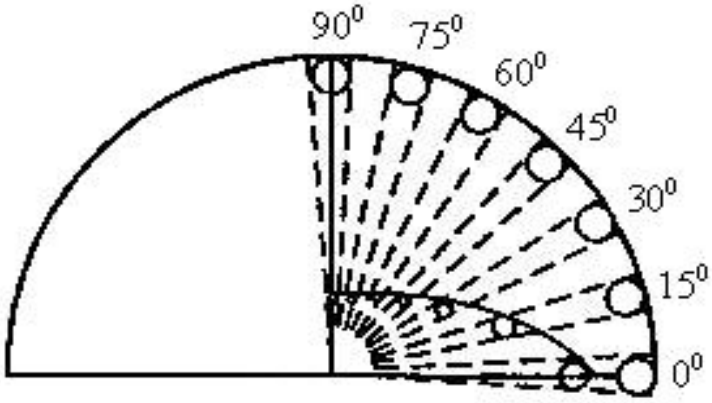


Рис. 1.4 – Пояснення уявного змінення розмірів світила біля горизонту та в зеніті

Оптичні обмани, зокрема уявні змінювання розмірів об'єктів, пов'язані з тим, що їхня проекція (Місяця, наприклад) на далекий екран (біля горизонту) більша, ніж на близький (у зеніті), оскільки сплюснуте небесне склепіння схоже на екран, частини якого по-різному віддалені від спостерігача. На збільшення розмірів та спотворення форми диску світила біля горизонту впливає також і атмосферна рефакція, яка буде розглядатися пізніше. В дійсності, природно, форма та розміри світил ніяк не змінюються при будь-якому положенні їх на небесному склепінні.

1.3 Освітленість земної поверхні

Природна освітленість земної поверхні – це падаючий на цю поверхню світловий потік, який створюється вдень прямою і розсіяною радіацією Сонця, або вночі Місяцем, зірками та іншими джерелами. Одиниця вимірювання – люкс.

1.3.1 Освітленість вдень

Освітленість прямою сонячною радіацією становить від 0 до 120 клк. Діапазон змінення освітленості розсіяної радіацією від 0,5 до 13-15 клк. Вона залежить від форми і кількості хмар, їх альбедо, альбедо поверхні й, звичайно, від висоти Сонця.

Суми освітленості поверхні за одиницю часу характеризують світловий клімат регіону. Відношення освітленості до потоку сонячної радіації за той же період часу називається світловим еквівалентом.

Світлова сонячна стала складає $E_0 = 135$ клк. Приблизні оцінки значень світлового еквіваленту (з погрішністю біля 10%) за будь-яких хмар та будь-якій висоті Сонця становлять: 93 клк·м^2/кВт – для прямої радіації, 100 клк·м^2/кВт – для сумарної та 107 клк·м^2/кВт – для розсіяної.

Світловий еквівалент для розсіяної радіації більший, ніж для прямої, оскільки частка коротких хвиль розсіяної радіації більша, ніж прямої, а короткі хвилі впливають на око сильніше, ніж довгі.

1.3.2 Освітленість вночі

Вночі основним джерелом освітленості є Місяць. Освітленість, яка створюється ним на верхній межі атмосфери на площині, перпендикулярній до променів, становить $E_0 = 0,34$ лк, біля поверхні землі $E_{\max} = 0,25$ лк. Величина E_0 називається світловою місячною сталою.

За відсутності Місяця світло, яке надходить до поверхні, називається світінням нічного неба, воно містить в собі:

1. Власне світіння атмосферних газів або нічне світіння атмосфери, а також випромінювання полярних сяйв, світло, яке розсіяне високими шарами атмосфери. Все це становить $\approx 45\%$ освітленості.
2. Світло зірок ($\approx 30\%$).
3. Зодіакальне і галактичне світло ($\approx 25\%$).

Максимальне значення освітленості у безмісячну ніч становить $E = 0,001$ лк.

Нічне світіння атмосфери зумовлене фотохімічними процесами, які відбуваються на висотах $80 \div 100 - 250 \div 300$ км, де у нічний час починається процес з'єднання атомів у молекули з виділенням квантів енергії. Атоми створюються вдень, як наслідок дисоціації молекул під впливом ультрафіолетового випромінювання Сонця.

Квант енергії, який виділяється при поєднанні (рекомбінації) атомів, як правило, передається до третьої частинки, яка збуджується й створює світіння. Спектр світіння складається з великої кількості ліній та смуг у видимій частині спектра. Найбільш яскравими тут є лінії атомарного кисню: зелена ($\lambda = 0,558$ мкм), червона ($\lambda = 0,630$ мкм та $\lambda = 0,636$ мкм), а також лінії та смуги наступних газів: N, N_2, O_2, NO_2, OH, Na та ін.

1.3.3 Присмерки, біли ночі, зоря

Присмерки – це освітленість небесного склепіння і земної поверхні розсіяним світлом після заходу Сонця за горизонт (вечірні присмерки) або перед сходом Сонця (ранкові присмерки). Сонячне світло розсіюється високими шарами атмосфери, які ще освітлюються сонячними променями.

В залежності від глибини заходу Сонця за горизонт та освітленості розрізнюють три види присмерків.

Присмерки цивільні – починаються з моменту заходу Сонця й до занурення світила за горизонт на глибину $6\text{-}8^0$. Наприкінці цих присмерків вже важко читати без світла навіть на відкритому повітрі. На небі з'являються найбільш яскраві зірки.

Присмерки навігаційні або морські починаються з кінця цивільних присмерків і закінчуються при висоті Сонця $h \approx -12^0$. Наприкінці цих присмерків вже стає неможливим орієнтуватися на неосвітлену берегову лінію і вмикаються всі сигнальні вогні на воді й на березі.

Астрономічні присмерки увечері закінчуються, коли Сонце опускається за горизонт на 18^0; при цьому ж положенні Сонця ($h = -18^0$) починаються ранкові присмерки. Закінчуються вечірні присмерки, коли зникають останні сліди зорі, тобто горизонт в азимуті Сонця так само неосвітлений, як і в інших напрямках, це перехід присмерків у ніч, при цьому зірки шостої величини видні неозброєним оком. Тривалість присмерків залежить від географічної широти φ та пори року. На екваторі вона становить 23-24 хвилини; на широті 60^0 – 1 січня – 63 хвилини, 1 липня – 120 хвилин. Зі збільшенням широти тривалість присмерків збільшується і на деякій широті при злитті ранкових та вечірніх цивільних присмерків настають білі ночі, при цьому

$$90 - \varphi - \delta < 8^0, \tag{1.3}$$

тобто опускання Сонця за горизонт у північ не повинно перевищувати 8^0.

Як визначити найменшу широту, де можливі білі ночі? За формулою висоти Сонця для півночі:

$$h_\odot = -\left(90 - \varphi - \delta\right) = \varphi + \delta - 90^0 \tag{1.4}$$

або $-8^0 = \varphi + 23{,}5^0 - 90^0$, звідки $\varphi = -23{,}5^0 - 8^0 + 90^0 = 58{,}5^0$.

Схема освітленості земної поверхні під час присмерків зображена на рис. 1.5.

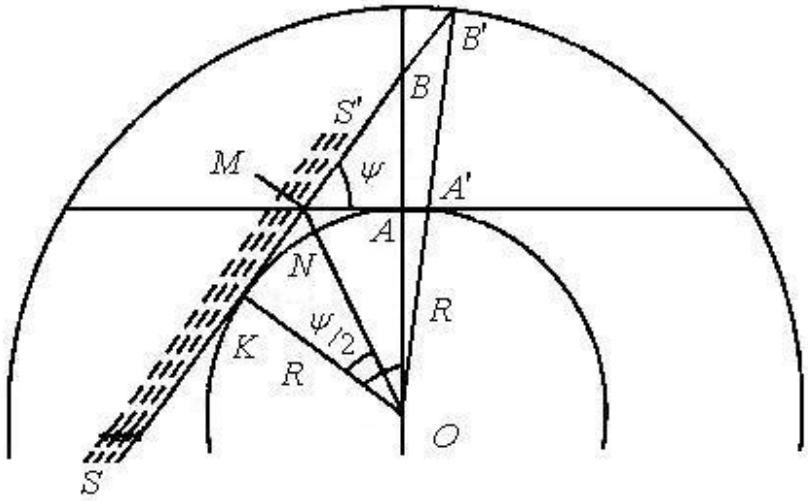


Рис. 1.5 – Освітленість земної поверхні у присмерках

Потік паралельних сонячних променів SS' торкається земної поверхні в точці K, де в даний момент спостерігається захід Сонця. Лінія KB називається термінатор – межа світла і тіні. Частина атмосфери, яка лежить вище термінатора, освітлена прямими сонячними променями, які тут розсіюються та освітлюють поверхню в точці A, де знаходиться спостерігач. В точці A' у цей момент вже наступила ніч. Частина атмосфери, яка лежить нижче термінатора, не освітлюється прямими сонячними променями і в освітленості поверхні участі не приймає. Кут KOA дорівнює куту заходу Сонця за горизонт для спостерігача в точці A і дорівнює куту BMA. В міру подальшого опускання Сонця, термінатор підіймається над спостерігачем все вище, частина атмосфери, яка освітлена Сонцем, зменшується і в точці B' проходить межа присмерків та ночі на верхній межі атмосфери.

Фази присмерків можна характеризувати глибиною заходу Сонця за горизонт, тобто кутом ψ, або висотами $H = AB$ та $h = NM$, через які проходить термінатор (рис. 1.5). Висоти H і h характеризують шари атмосфери, що виключаються з процесу розсіювання в напрямку на зеніт та на горизонт.

Формули розрахунку величин H і h можна отримати з трикутників OBK та KOM.

Якщо $AB = H$, а $NM = h$, $R = (R + H)\cos\psi$,

звідки $H\cos\psi = R - R\cos\psi$; $H = \dfrac{R}{\cos\psi} - R$;

$$H = R(\sec\psi - 1), \tag{1.5}$$

де R – радіус Землі.

Також з трикутника KOM

$$h = R\left(\sec\frac{\psi}{2} - 1\right). \qquad (1.6)$$

За формулами (1.5) і (1.6) були розраховані значення H і h для кінця всіх видів присмерків:

H =56 км, h =12,7 км для цивільних присмерків;

H =140 км, h =36 км для морських або навігаційних присмерків;

H =325 км, h =76 км для астрономічних присмерків.

Присмерки супроводжуються швидкими змінами освітленості та різноманітними яскравими явищами, що швидко протікають і які можна спостерігати не тільки з землі, але і з космічних кораблів. Коли космічний корабель з області тіні Землі наближається до термінатора, присмерковий горизонт виявляється оточеним надзвичайно яскравим кольоровим ореолом, а з Землі ми спостерігаємо яскраву смужку зорі.

Зоря – це мінливе забарвлення небесного склепіння на сході або заході, зумовлене розсіюванням сонячного світла. Вона продовжується від моменту заходу Сонця (увечері) до кінця астрономічних присмерків. Біля горизонту вона червона, вище помаранчева, жовта, зеленувато-блакитна, іноді й синьо-фіолетова. На протилежному боці небесного склепіння підіймається сіра тінь Землі, яка іноді обрамлена рожевим поясом Венери. З заходом Сонця за горизонт забарвлення зорі стає яскравішим і над нею на висоті 20-25^0 з'являється рожева пляма або пурпурне світло, найбільша яскравість якого спостерігається при $h = -4 \div -5^0$, вершини снігових гір забарвлюються в яскраві кольори (горіння Альп). Якщо за горизонтом, де зайшло Сонце, є високі гори або хмари *Cb*, то тіні від них у вигляді радіальних темних смуг простягаються по світлому небесному склепінню, вони називаються "присмеркові промені" або "промені Будди".

Характер зорі залежить від повітряної маси, крізь яку проходять промені: при ясному небі у континентальному арктичному повітрі переважають жовтий і зелений кольори, у морському арктичному додається помаранчевий, а у морському полярному ще й червоний. Таким чином, кольори зорі мають ще й прогностичний сенс.

Присмеркові спостереження, які дозволяють у будь-який момент визначити, на якій висоті проходить тінь Землі та які шари в цей момент виключаються з освітленості прямими сонячними променями, дають цінні спостереження для дослідження вертикальної оптичної структури атмосфери. Як виявилось, розсіяне світло, що надходить від шарів вище термінатора, практично все виходить від шару, середина якого розташована на висоті 19-20 км над місцем заходу Сонця. Цей шар,

товщиною біля 20 км, був названий присмерковим шаром, а пучок променів, які падають на цей шар, присмерковим променем (SS' на рис. 1.5).

1.4 Видимість в земній атмосфері

Правильне визначення відстані до різних об'єктів вдень або вогнів уночі має велике практичне значення, особливо для забезпечення безпеки на всіх видах транспорту, в тому числі авіації. Рішення цієї задачі на транспорті можливе при достатній дальності видимості будь-яких об'єктів. Але дальність видимості навіть дуже великих предметів завжди обмежена, або при збільшенні відстані вони перестають бути видимими, оскільки знаходяться за горизонтом, або за рахунок збільшення мутності атмосфери, або інших причин.

Дальність видимості, яка зумовлена тільки геометричними параметрами називається геометричною або геодезичною дальністю видимості.

Видимість предмета, що розташований у межах геометричної дальності видимості, визначається такими факторами, які можна поєднати в п'ять груп:

1) розміри, яскравість, форма, колір предметів, що спостерігаються;
2) яскравість і колір фону, на який вони проектуються;
3) прозорість повітряного стовпа, що лежить між об'єктом та спостерігачем;
4) освітленість, яка залежить від часу доби та хмарності;
5) властивість апарату, який веде спостереження: око, фотоелемент, фотоплівка та ін.

Для розгляду предметів людиною велике значення має гострота зору, яка визначається величиною найменшого кута, під яким ми ще можемо побачити предмет. Якщо цей кут:

$1'$ – гострота зору 1;

$2'$ – гострота зору 0,5;

$10'$ – гострота зору 0,1.

Щоб предмет був ясно видимий, треба, щоб він мав достатні кутові розміри.

Об'єкт буде видимий при достатніх кутових розмірах, якщо він не зливається з фоном, вночі ми не побачимо темний предмет, вдень – світлий. Щоб предмет був помітний, треба щоб він за яскравістю відрізнявся від фону.

1.4.1 Видимість об’єктів, що самі не світяться

Предмети, які самі не світяться, помітні тільки вдень, якщо існує контраст яскравості між об’єктом і фоном.

Контраст яскравості:

$$K = \frac{B_ф - B_0}{B_ф}, \text{ якщо } B_ф > B_0; \quad (1.7)$$

$$K = \frac{B_0 - B_ф}{B_0}, \text{ якщо } B_0 > B_ф; \quad (1.8)$$

де B_0 – яскравість об’єкта,

$B_ф$ – яскравість фону;

якщо $B_0 = B_ф$, то $K = 0$;

якщо $B_0 = 0$, то $K = 1$.

Теоретично ми перестаємо бачити предмет, коли $K = 0$, але фактично раніше, коли $K = \varepsilon = 0,02$.

$\varepsilon = 0,02$ – поріг контрастної чутливості ока.

З погіршенням освітленості погіршується й контрастна чутливість ока, так у присмерках $\varepsilon = 0,6$.

Дальність видимості має два визначення.

1. Дальність видимості – це та найменша відстань, починаючи з якої предмет перестає бути помітним.
2. Дальність видимості – це та найбільша відстань, на якій предмет ще помітний.

Перше визначення – це дальність зникнення об’єкта, друге – дальність появи об’єкта. Розрізняють горизонтальну дальність видимості, похилу і вертикальну.

1.4.2 Теорія горизонтальної дальності видимості

Теорія горизонтальної дальності видимості базується на контрасті яскравості (рис. 1.6).

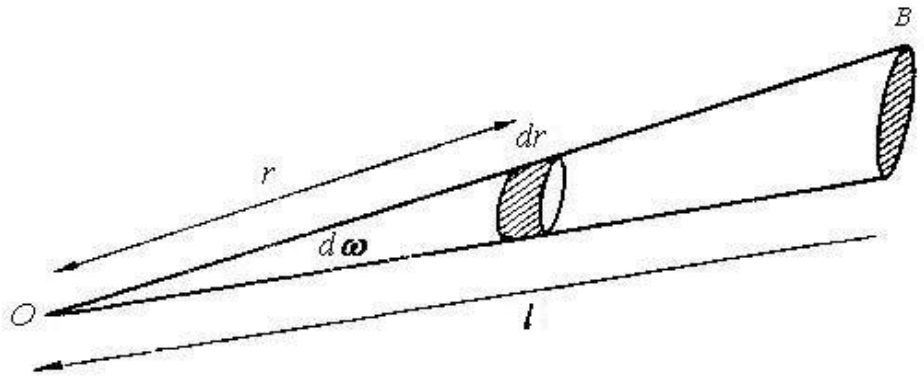


Рис. 1.6 – Схема визначення горизонтальної дальності видимості

Власна яскравість екрану – B. Промінь, що йде від екрану, послаблюється на шляху l і до ока спостерігача доходить інша яскравість B_i, яка за законом Буге-Ламберта дорівнює:

$$B_i = B \cdot p^l = B \cdot e^{-kl}, \tag{1.9}$$

де k – об'ємний або лінійний показник послаблення, який враховує розсіяння та поглинання променя в шарі повітря;

p – коефіцієнт прозорості, віднесений до одиничного однорідного шару атмосфери або до одиничної оптичної маси.

Крім яскравості екрану, якщо повітря освітлене, в око спостерігача потрапляє і яскравість повітряного стовпа, який знаходиться між екраном та спостерігачем. Припустимо, що повітря у конусі освітлене рівномірно (E), тоді яскравість елементарного об'єму (dr) у цьому конусі буде дорівнювати:

$$d\beta = E \cdot c \cdot dr, \tag{1.10}$$

де c – коефіцієнт розсіювання.

Ця яскравість також буде послаблена на шляху від елементарного об'єму до ока спостерігача за тим же законом Буге-Ламберта:

$$d\beta_i = c \cdot E \cdot e^{-kr} \cdot dr. \tag{1.11}$$

Інтегруємо по всій довжині (висоті) конуса l:

$$\beta_i = c \cdot E \int_0^l e^{-kr} dr = \frac{cE}{k}\left(1 - e^{-kl}\right) = Б \cdot \left(1 - e^{-kl}\right). \qquad (1.12)$$

$$Б = \frac{cE}{k} \qquad (1.13)$$

$Б$ – світлоповітряний коефіцієнт – це яскравість, яка створюється повітряною димкою теоретично у нескінченно протяжному по горизонталі шарі повітря, якщо $l \to \infty, \beta_i \to Б$. Складемо яскравість екрану та додаткову яскравість, що створюється повітряною димкою, формули (1.9) та (1.12), і отримаємо видиму яскравість екрану B^*:

$$B^* = B_i + \beta_i = B \cdot p^l + Б \cdot \left(1 - p^l\right). \qquad (1.14)$$

Цей вираз називається світлоповітряним рівнянням.

Видима яскравість об'єкта при збільшенні відстані до нього (l) наближається до величини світлоповітряного коефіцієнта $Б$.

Відстань, на якій досягається $Б$, залежить від стану атмосфери, при сильному помутнінні l значно зменшується і під час туманів може досягати кілька десятків метрів.

Як ми бачимо, розсіяння відіграє подвійну роль у зміні видимості і видимої яскравості об'єкту та фону (або екрану). З одного боку послаблює їх власну яскравість, з іншого – збільшує видимі яскравості, накладаючи на них яскравість світлоповітряної димки.

1.4.3 Визначення метеорологічної дальності видимості

Метеорологічна дальність видимості – це дальність видимості чорного об'єкта ($B_0 = 0$) на фоні неба біля горизонту за умови, що його кутові розміри не менші $20'$.

Скористаємося світлоповітряним рівнянням (1.14) та виразом для контрасту яскравості (1.7):

$$K = \frac{B_ф^* - B_0^*}{B_ф^*} = \frac{B_ф p^{l+\Delta l} + Б\left(1 - p^{l+\Delta l}\right) - B_0 p^l - Б\left(1 - p^l\right)}{B_ф p^{l+\Delta l} + Б\left(1 - p^{l+\Delta l}\right)}.$$

Розкриємо дужки і поділимо чисельник та знаменник на $p^{l+\Delta l}$:

$$K = \frac{B_ф p^{l+\Delta l} + \cancel{Б} - Бp^{l+\Delta l} - B_0 p^{l} - \cancel{Б} + Бp^{l}}{B_ф p^{l+\Delta l} + Б - Бp^{l+\Delta l}} \Bigg/ p^{l+\Delta l};$$

$$K = \frac{B_ф - Б - B_0 p^{-\Delta l} + Бp^{-\Delta l}}{B_ф + Б \big/ p^{l+\Delta l} - Б}.$$

Для визначення метеорологічної дальності видимості (МДВ) $L_м$ приймемо умови:

$$\Delta l = 0; \quad B_ф = Б; \quad l = L_м; \quad B_0 = 0;$$

Тоді

$$K = \frac{Б - \cancel{Б} + \cancel{Б}}{\cancel{Б} + Б \big/ p^{L_м} - \cancel{Б}} = \frac{Б}{Б \big/ p^{L_м}};$$

$$K = p^{L_м}. \qquad (1.5)$$

Для ока $K = \varepsilon = 0,02$. $\varepsilon = 0,02 = p^{L_м} = e^{-kL_м}$,
Отриманий вираз логарифмуємо:

$$\ln \varepsilon = -k \cdot L_м;$$

$$L_м = -\frac{\ln \varepsilon}{k} = \frac{3,91}{k}, \qquad (1.16)$$

при $\varepsilon = 0,03$, $\qquad L_м = \frac{3,5}{k}$. $\qquad (1.17)$

Визначена таким чином видимість характеризує тільки стан прозорості атмосфери. За умови освітленості у період присмерків змінюється й поріг контрастної чутливості ока. Вказати тоді його стале значення неможливо, і засновані на постійності ε та справедливі для дня розрахунки неприйнятні для присмерків та ночі. Реальні об'єкти не чорні, мають альбедо, що відрізняється від 0. Це спотворює визначення МДВ.

1.4.4 Видимість вночі

Видимість об'єктів, які самі не світяться, в присмерках або вночі визначається їх контрастом з фоном і залежить від їх освітленості та освітленості ландшафту. Прозорість атмосфери відіграє другорядну роль. Для визначення МДВ вночі використовуються вогні.

Розглянемо одинокий вогонь, при цьому джерело світла буде знаходитись на такій відстані, що його можна розглядати, як точкове. Тоді його видимість визначається величиною освітленості E, яку він створює на зіниці ока. Об'єкт, який сам світиться, буде видимий, якщо освітленість, яка створюється ним на зіниці ока, більша за поріг світлової чутливості ока, тобто тієї мінімальної освітленості E_0, яку може сприймати око. Середнє значення $E_0 = 2,7 \cdot 10^{-7}$ лк.

Дальність видимості об'єктів, які самі світяться, залежить від сили світла джерела I та від кольору вогню. Кольоровий поріг для зеленого вогню більший, ніж для червоного. Оскільки вночі діє паличковий апарат зору, під E_0 домовилися розуміти поріг помітності білого вогню.

Освітленість, яка створюється точковим джерелом світла, якщо світло розповсюджується у пустоті, визначається за формулою:

$$E = \frac{I}{l^2},$$

де I – сила світла,

l^2 – квадрат відстані до джерела світла.

В атмосфері діє ще й фактор послаблення, тому:

$$E = \frac{I}{l^2} \cdot p^l, \qquad (1.18)$$

де p – коефіцієнт прозорості, який дорівнює $p = e^{-k}$,

k – лінійний показник послаблення.

Об'єкт перестає бути видимим, якщо $E < E_0$.

Для того, щоб сприймати освітленість E_0 (таку освітленість створює сірник, що горить на відстані 2 км) необхідна повна темрява та тривалий час адаптації. Дальність видимості вогню L – це відстань до вогню у момент його зникнення, тобто коли $E = E_0$. Визначимо $L_м$, якщо відома I. Для цього раніше треба визначити k за формулою:

$$E_0 = \frac{I}{L^2} e^{-kL},$$

де L – відстань до вогню, що створює освітленість E_0.

$p^L = e^{-kL} = \frac{E_0 L^2}{I}$, якщо логарифмуємо це рівняння, тоді маємо:

$$-kL = \ln E_0 + 2\ln L - \ln I;$$
$$-k = \frac{1}{L}\left(2\ln L + \ln E_0 - \ln I\right).$$

Знаючи k, знайдемо $L_м$:

$$L_м = \frac{3{,}91}{k}. \qquad (1.19)$$

Метеорологічна дальність видимості $L_м$ не дорівнює відстані L до огню, який відтворює освітленість E_0.

Видимість оптичних лазерних пучків. Лазерний промінь має дуже високу концентрацію енергії, яка зосереджена у малому тілесному куті. Наприклад, для гелій-неонового лазера $\lambda = 0{,}68$ мкм, кутова розходженість пучка діаметром 8 мм становить всього $6'$. Ця особливість лазерних променів збільшує дальність їх видимості при спостереженні "назустріч променю" вночі в 5 разів, тобто $L_л = 5L_м$. Вдень велика яскравість неба зменшує дальність видимості лазерного потоку, але при тумані, димці, опадах ці джерела світла широко використовуються у великих аеропортах для забезпечення безпечної посадки літаків, а також для проведення суден на ріках і вздовж морського узбережжя.

1.4.5 Похила дальність видимості

Питання похилої дальності видимості особливо важливі для авіації. Ця видимість визначається, по-перше, геометричною дальністю видимості, а по друге, дальністю видимості реальних об’єктів, а ці значення залежать від оптичних властивостей атмосфери, об’єкту спостереження та інших факторів. Граничним значенням служить геометрична дальність видимості, яка визначається висотою польоту і закритістю горизонту. Трудність полягає у тому, що вздовж похилого кута зору змінюється і

освітленість, і ступінь прозорості атмосфери, об'єкти спостерігаються не на фоні небесного склепіння, а на фоні земної поверхні. В цьому випадку контраст між об'єктом і фоном невідомий взагалі, і розрахувати видимість та МДВ дуже складно. Вертикальна дальність видимості – це окремий випадок похилої видимості.

Польотна дальність видимості $L_{пол}$ – це похила дальність видимості наземних об'єктів з літака. Якщо не враховувати дальність відкритості горизонту та дальність видимості реальних об'єктів, то граничним значенням $L_{пол}$ буде геометрична дальність видимості, котра визначається висотою польоту. При висоті літака 1 км над поверхнею польотна дальність становить 122 км, при висоті 3, 5, 10 км відповідно: 211, 272, 385 км. Оскільки звичайно горизонт затягнутий димкою, $L_{пол}$ частіше знаходиться у межах 20-50 км.

Польотна дальність видимості може значно відрізнятися від метеорологічної, яка визначається в горизонтальному напрямку. У стійкій повітряній масі при слабкій турбулентності $L_{пол}$ буде більшою. Під впливом конвективних потоків, що переносять вгору аерозоль, МДВ може виявитись більшою ніж польотна.

Дальність видимості при зльоті й посадці літаків. Всі технічні засоби, якими оснащені сучасні аеропорти, не можуть забезпечити наосліп посадку за допомогою автоматичних засобів. На заключному, найбільш відповідальному етапі польоту, – посадці, ніякі сучасні пристрої не можуть замінити око людини.

Зниження повітряного судна вздовж похилої дальності траєкторії зниження по глісаді починається за багато кілометрів від злітно-посадочної смуги (ЗПС) аеропорту. За умови гарної погоди, відсутності хмар, доброї освітленості, високій прозорості атмосфери, зліт й посадка відбуваються без труднощів, але якщо видимість погіршена, спостерігається низька хмарність, гроза, шквали, бовтанка, зсув вітру, смерчі тощо, то зліт і особливо посадка можуть призвести до катастрофи. За складних погодних умов візуальна посадка і зліт дозволяються лише у тих випадках, коли висота нижньої межі хмар і дальність видимості перевищують деякі мінімальні значення, які називаються метеомінімумами. Метеомінімум – це поєднання мінімальної висоти нижньої межі хмар (висоти прийняття рішення) та дальності видимості на ЗПС, за якими можливі безпечний зліт й посадка повітряного судна.

Дальність видимості на ЗПС ($L_{ЗПС}$) – відстань, з якої пілот може знайти контури ЗПС та її осьову лінію.

Висота прийняття рішення ($Z_{пр}$) – відстань по осі Z від рівня початку ділянки ЗПС, придатна для посадки літака, до самого літака.

Конкретне значення метеомінімумів залежить від технічного оснащення аеродрому, типу літаків і класу пілотів.

Проблема метеорологічного забезпечення безпеки польотів повітряного транспорту, морського та річного флоту, наземних засобів руху є однією з найбільш актуальних проблем метеорологічної служби і одне з перших місць у цій проблемі відводиться видимості.

Відомості про дальність видимості необхідні не тільки всім видам наземного та водного транспорту, а у період війни для маскування та світломаскування, для питань судового розгляду, коли суд використовує відомості про видимість під час катастрофи, що відбулася на транспорті або непогодженість у русі літаків, що призвели до фінансових втрат пасажирів або авіакомпанії.

1.4.6 Дальність видимості у хмарах та туманах

Як вже було показано, метеорологічна дальність видимості однозначно пов'язана з лінійним показником послаблення k. Оскільки чутливість ока при погіршенні освітленості зменшується, для розрахунків видимості у хмарах та туманах використовується формула (1.17).

Показник ослаблення багато в чому залежить від розмірів крапель у хмарах і туманах, а оскільки розміри крапель (r) значно більші довжини світової хвилі (λ), то по теорії Мі показник послаблення $k(\mu)$ практично не залежить від μ і дорівнює 2. Як відомо з теорії розсіяння, функція $k(\mu, m)$ зветься ефективним перетином розсіяння, вона визначає залежність k від $\mu = \dfrac{2\pi r}{\lambda}$ та комплексного показника заломлення m.

Виходячи з цього, формулу для коефіцієнта ослаблення у туманах і хмарах можна записати у вигляді:

$$k_\lambda = \pi N \cdot \int_0^\infty r^2 f(r) dr = 2\pi N \cdot \overline{r}_2^2 ,$$

де $f(r)$ – інтегральна функція розподілу крапель за розмірами;

N – число крапель в одиниці об'єму;

$\overline{r}_2^2$ – середній квадратичний радіус крапель.

Оскільки визначати N дуже складно, то виключивши його і вводячи r^* – поверхнево-еквівалентний радіус, який зв'язаний співвідношенням:

$$r^* = r_0 \exp\left(5\sigma^2/2\right)$$

з параметрами z_0 та σ логарифмічно нормального розподілу
або співвідношенням:

$$r^* = (\alpha + 2) r_0 ,$$

де r_0 та α – параметри гамма-розподілу,
одержимо формулу:

$$L_M = 2{,}3 \cdot r^* / \delta^* , \qquad (1.20)$$

де L_M – в метрах (м);

r^* – в мікрометрах (мкм);

δ^* – в грамах на одиницю об'єму (г/м^3).

Аналіз формули дозволяє зробити наступні висновки:

1) L_M зменшується зі збільшенням водності хмари (δ^*), якщо $r^* = const$, тобто розподіл крапель за розмірами не змінюється;
2) L_M зменшується зі зменшенням розмірів крапель за умови сталої водності.

За даними вимірювань середні значення L_M становлять 100 м у *Sc*, 140 м у *St* та 150 м в *As*. Оскільки в реальних умовах, як правило, водночас змінюються і розміри крапель, і водність хмар, то не можна робити однозначні висновки про зміну L_M. Дальність видимості у хмарах, туманах та опадах зазнає різких змін у просторі й часі, вона може протягом кількох хвилин змінитися вдвоє.

Метеорологічна дальність видимості, однозначно пов'язана з лінійним показником послаблення потоку радіації (видимої), погіршується за рахунок послаблення цього потоку переважно твердими частинками (аерозолем), краплями води та деяких інших речовин (гідрозолем). Дані спостережень показують, що найбільш значну роль відіграють гігроскопічні частинки, тобто ядра конденсації, при тому не самі ядра, а краплі води на цих ядрах. 90% ядер конденсації мають радіус від 0,005 до 0,2 мкм. Маса ядра становить $1 \cdot 10^{-3} \div 1 \cdot 10^{-1}$ % від маси води, яка утворилася на ядрі краплі, тобто вплив аерозолів на послаблення потоку світла дуже малий порівняно з впливом крапель. Лабораторні експерименти показали, що вже при відносній вологості 60% більшість ядер конденсації обводнені, а маса вологи, що сконденсувалася на ядрі, переважає масу самого ядра.

Смоги. Один з різновидів серпанку – фотохімічний смог. Він утворюється під впливом ультрафіолетової радіації й хвиль фіолетового діапазону на вуглеводень та окисли азоту. В результаті цього впливу утворюється пероксилацетилнітрат (ПАН), який є головною складовою смогу та надає смогу коричневий відтінок. Вуглеводень й окисли азоту це продукти згорання палива, в першу чергу, в автомобільних двигунах. Кількість викидів від двигунів внутрішнього згорання особливо велике у великих містах, в таких, як Лос-Анджелес, Лондон, містах Мексики, Японії, Франції, Іспанії, Великобританії та ін. У Лос-Анджелесі більше ніж 200 днів у році спостерігаються смоги. Вологість у смогах звичайно невелика, за цією ознакою вони ближче до імли ніж до серпанки. Смоги негативно впливають на здоров'я людини, вони викликають захворювання очей, шляхів дихання. При конденсації ПАН випадає на поверхню у вигляді клейкої рідини, яка згубно діє на рослини.

1.5 Рефракція світла в атмосфері

Швидкість розповсюдження електромагнітних хвиль пов'язана з абсолютним показником заломлення $n = \frac{c_0}{c}$, де n – абсолютний показник заломлення, c_0 і c – швидкості електромагнітних хвиль у вакуумі і в атмосфері відповідно. В свою чергу n залежить від густини повітря. Ця залежність виражається наступним чином:

$$n = 1 + a\rho,$$

де a – деяка стала, різна для різних довжин хвиль,

ρ – густина повітря.

Показник заломлення для всіх довжин хвиль в атмосфері близький до одиниці: для червоних хвиль $n_{черв.} = 1,000275$, для фіолетових – $n_ф = 1,000283$. Тому, часто користуються величиною $(n-1)$, так званим індексом рефракції, який пропорційний густині повітря.

$$\frac{n-1}{n_0-1} = \frac{\rho}{\rho_0} = \frac{PT_0}{P_0T}. \qquad (1.21)$$

Індекс «0» означає початковий рівень. Для вологого повітря під T слід розуміти віртуальну температуру.

Рефракцією світла називається заломлення електромагнітних хвиль під впливом зміни густини повітря, як в горизонтальному, так і у вертикальному напрямах.

Заломлення різне для різних довжин хвиль. Чим коротша хвиля, тим більшій індекс рефракції $(n-1)$ і тим сильніше заломлення.

Залежність індексу рефракції $(n-1)$ від трьох параметрів (P, T і λ) описується емпіричною формулою, дійсною для електромагнітних хвиль оптичного діапазону з довжинами 0,2 – 20 мкм

$$n-1=10^{-6}\left(\frac{77,6P}{T}+\frac{0,584P}{T\lambda^2}\right),$$

де тиск P – у гПа,

температура T – у Кельвінах,

довжина хвилі λ – у мкм.

В оптиці нас, природно, цікавить в першу чергу світлове проміння, а не всі електромагнітні хвилі, оскільки заломлення світлового проміння зумовлює багато оптичних явищ, що виникають в результаті рефракції. Проте багато висновків і формул, отриманих для світлового проміння, можуть застосовуватись і до інших електромагнітних і навіть звукових хвиль.

Розрізняють астрономічну рефракцію і земну. Астрономічною вона називається, якщо хвилі йдуть від об'єкта, розташованого за межами земної атмосфери. Якщо ж об'єкт знаходиться в межах атмосфери, рефракція називається земною.

1.5.1 Рівняння траєкторії світлового променя в атмосфері

Світловий промінь S приходить на верхню межу атмосфери від джерела, яке знаходиться за її межами. Розділимо атмосферу на шари, в межах яких показник заломлення «n» можна вважати сталим, позначимо їх $n_1, n_2, n_3 \ldots$ (рис. 1.7).

Оскільки густина з висотою зменшується, то $n_1 < n_2 < n_3$. Радіуси відповідних концентричних шарів атмосфери позначимо r_1, r_2, r_3.

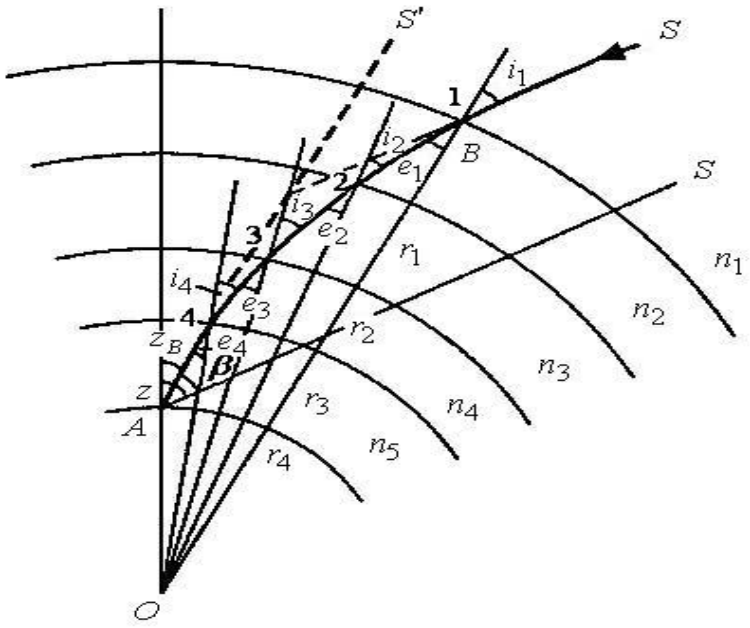


Рис. 1.7 – Траєкторія світлового променя в атмосфері

Кутом астрономічної рефракції β називають кут між напрямом на дійсне (S) і видиме положення світила (S'). Кут падіння i та заломлення e пов'язані наступними співвідношеннями (закон Снелля):

$$\frac{\sin i_1}{\sin e_1} = \frac{n_2}{n_1}; \qquad \frac{\sin i_2}{\sin e_2} = \frac{n_3}{n_2}; \qquad \frac{\sin i_3}{\sin e_3} = \frac{n_4}{n_3}. \qquad (1.22)$$

З теорії синусів і співвідношення $\sin(180-\beta) = \sin\beta$ синуси кутів трикутника відносяться як сторони, розташовані напроти відповідних кутів:

$$\frac{\sin e_1}{\sin i_2} = \frac{r_2}{r_1}; \qquad \frac{\sin e_2}{\sin i_3} = \frac{r_3}{r_2}; \qquad \frac{\sin e_3}{\sin i_4} = \frac{r_4}{r_3}, \qquad (1.23)$$

де r_1, r_2, r_3 – радіус-вектори від центру Землі «О».

Перемножимо ліві і праві частини рівнянь (1.22) і (2.23).

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{n_2 \cdot r_2}{n_1 \cdot r_1}; \qquad \frac{\sin i_2}{\sin i_3} = \frac{n_3 \cdot r_3}{n_2 \cdot r_2}; \qquad \frac{\sin i_3}{\sin i_4} = \frac{n_4 \cdot r_4}{n_3 \cdot r_3}.$$

Звідси: $n_1 \cdot r_1 \sin i_1 = n_2 \cdot r_2 \sin i_2 = n_3 \cdot r_3 \sin i_3 = const$, тобто в будь-якій точці:

$$n \cdot r \cdot \sin i = const. \qquad (1.24)$$

Це і є рівняння траєкторії світлового променя в атмосфері.

При видимих висотах світила $h_B > 30^0$ кут рефракції визначається з точністю до $1''$ за формулою:

$$\beta = 16{,}09 \frac{P}{T} ctgh_B, \qquad (1.25)$$

де β в кутових секундах,

P – у гПа,

T – у Кельвінах, при стандартних значеннях P і T кут приблизно дорівнює $\beta = 57 ctgh_B$.

Коли висоти світил менші ніж 30^0, а β швидко зростає зі зменшенням висоти світила, розрахункові формули складніші. Визначені за ними кути рефракції мають наступні значення:

$h_B{}^0$	-0,10	0,00	0,10	1	10	30	90
β'	36,8	34,4	32,3	24,3	5,3	1,7	0,0

Таким чином, кут β залежить від висоти світила. Максимальних значень він досягає при мінімальних висотах, тобто в моменти сходу і заходу світила, коли промінь проходить крізь велику товщину атмосфери. За середніх в атмосфері умов, коли світило знаходиться біля горизонту, $\beta \approx 35'$, але може досягати і $2-3^0$.

1.5.2 Явища зумовлені астрономічною рефракцією

1. Збільшення тривалості світлої частини доби. За рахунок рефракції світила здаються вищими, збільшується тривалість дня. Рефракція збільшує висоту всіх світил, таких як зірки, які мають точкові видимі розміри, і Сонця, і Місяця, кутові розміри яких становлять $32'$. Коли диск Сонця біля горизонту, на сході і заході, воно, вже опустившись за горизонт на половину свого кутового діаметра ($16'$), тобто при $h_\odot = -0{,}16'$, залишається видимим, тим самим збільшуючи тривалість світлої частини доби. Це збільшення незначне в низьких широтах, а на широті Петербурга становить 8-12 хв., у високих широтах досягає декількох годин і навіть

днів. На полюсі за рахунок рефракції полярний день на 14 діб довший від полярної ночі.

2. Деформація диска Сонця і Місяця. При сході або заході цих світил, коли їх нижній край торкається горизонту, за рахунок рефракції він підіймається на $35'$, а верхній край, що знаходиться на висоті $32'$, підіймається тільки на $28'$. Таким чином, вертикальний діаметр стає на $7'$ менший за горизонтальний. За наявності потужних інверсій сплюснутість може виявитися ще більшою.

3. Зелений промінь. За рахунок рефракції червоне проміння зазнає найменшого заломлювання і тому при заході Сонця воно зникає першим. Слідом за ним жовтогарячий, жовтий і наступний промінь Сонця, що заходить, – зелений, іноді його можна бачити як зелений спалах. Це явище виникає через відмінність між кутами рефракції для різних довжин хвиль. Останнім зникає фіолетовий промінь, але, враховуючи сильне розсіювання в атмосфері фіолетового, синього і голубого променів, останнім, який вдається побачити, буває зелений промінь і дуже рідко голубий. Для цього необхідна велика прозорість атмосфери, відсутність хмар і наземних об'єктів в західній частині неба.

Коли на заході Сонця його край з'являється з-за хмари, можлива поява червоного променя. Явище червоного променя пов'язане з тим, що він має найменший кут рефракції і, отже, першим з'являється з-за хмари.

4. Мерехтіння зірок. Воно зумовлене флуктуаціями густини повітря уздовж траєкторії променя, що йде від зірки.

1.5.3 Явища зумовлені земною рефракцією

1. Депресія видимого горизонту. Світлове проміння, що йде від наземних об'єктів, також через рефракцію має криволінійну траєкторію. Кутом земної рефракції називається кут між напрямом на видиме і дійсне положення об’єкта. Значення кута залежить від термічної стратифікації приземного шару і відстані до спостережуваного об'єкта. Залежно від стратифікації спостерігається підняття і розширення або опускання і звуження видимого горизонту. У разі горизонтальної однорідності атмосфери відстань до видимого горизонту визначатиметься геометричною (геодезичною) дальністю видимості – лінія AB (рис. 1.8), яку можна розрахувати за формулою:

$$D_0 = \sqrt{2Rz_н}\,, \tag{1.26}$$

де D_0 – геометрична дальність видимості без рефракції,

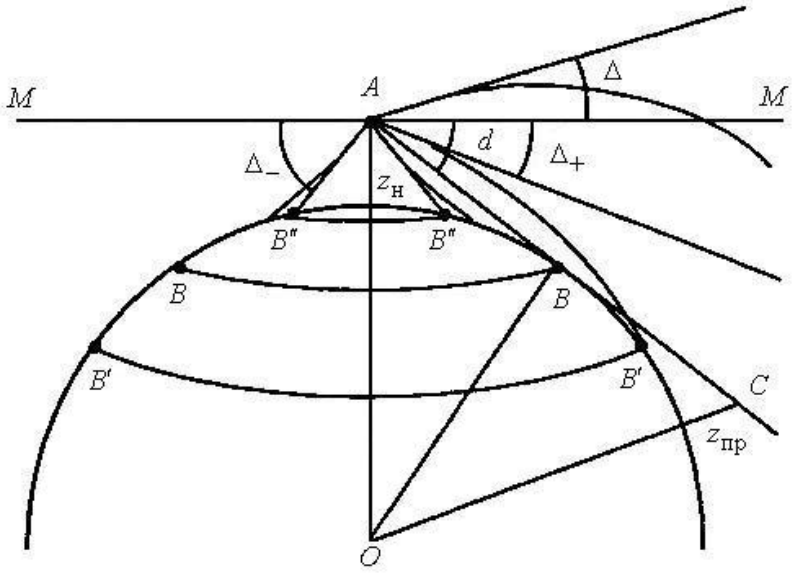
R – радіус кривизни земної поверхні,

$z_н$ – висота розташування спостерігача над поверхнею землі.

Якщо об'єкт спостереження знаходиться в точці C, на висоті $z_{пр}$ над поверхнею землі, то $D_0 = \sqrt{2Rz_н} + \sqrt{2Rz_{пр}} = 3,57\left(\sqrt{z_н} + \sqrt{z_{пр}}\right)$. За рахунок рефракції депресія горизонту може стати більшою або меншою від геодезичної. Якщо врахувати середню величину рефракції, то дальність видимості буде дорівнювати

$$D = 3,82\left(\sqrt{z_н} + \sqrt{z_{пр}}\right). \qquad (1.27)$$

Геодезична депресія d – це кут між лінією математичного горизонту і напрямом на предмет (за відсутності рефракції). Зміна величини депресії залежить від рефракції, а знак рефракції залежить від величини вертикального температурного градієнта в приземному шарі.



BB – видимий геодезичний або геометричний горизонт,

$B'B', B''B''$ – видимі горизонти при рефракції,

d – геодезична депресія горизонту,

Δ_-, Δ_+ – депресія горизонту при рефракції

Рис. 1.8 – Геометрична (геодезична) дальність видимості і вплив рефракції на положення видимого горизонту

1. Якщо підняття і розширення горизонту спостерігається при градієнті температури біля Землі додатному, але меншому ніж градієнт автоконвекції, $\gamma < 3,42$ ^{0}С/100м, (на рисунку 1.8 траєкторія променя AB') рефракція додатна, промінь вигнутий у бік меншої густини, лінія горизонту $B'B'$. Горизонт при цьому піднятий і розширений, кут депресії $\Delta_+ < d$. У випадках сильної інверсії горизонт може піднятися до математичного і навіть вище. Земля при цьому як би розширюється і стає плоскою. У разі особливо могутньої приземної інверсії температури видимий горизонт підіймається і спостерігачу здається, що він знаходиться на дні величезної улоговини. У цьому випадку стають видимі предмети, що знаходяться далеко за геометричним горизонтом. При інверсійній стратифікації навіть виникають верхні міражі.

2. При $\gamma = 3,42$ ^{0}С/100м – рефракція відсутня, $\Delta = d$, лінія горизонту BB.

3. При $\gamma > 3,42$ ^{0}С/100м – рефракція від'ємна, лінія горизонту $B''B''$. Такий розподіл температури характерний для перегрітої земної поверхні, і тоді траєкторія променя опуклою стороною повернена до поверхні і кут депресії $\Delta_- > d$. Цей розподіл температури спостерігається найчастіше в пустелях, степах, в літній час в шарі повітря товщиною в декілька метрів. За такої стратифікації виникають нижні міражі.

2. Міражі. Міражем називають явище, коли одночасно видно предмет і його зображення, причому ці зображення можуть бути перевернутими, що свідчить про те, що в атмосфері є шари з різко відмінною густиною повітря. Іноді сам предмет виявляється за горизонтом. Це може бути у тих випадках, коли на межі розділу шарів відбувається повне відбиття проміння, яке надходить до неї.

Відзначають нижні міражі, якщо зображення розташовується нижче об'єкта та верхні міражі, якщо зображення знаходяться вище об'єкта. Складні міражі – це одночасне утворення міражів різних типів, їх називають фата-моргана. Існують також бокові міражі, коли зображення об'єкта розташовується поряд з ним.

Нижній міраж утворюється, коли над тонким, сильно перегрітим повітрям, в якому густина, а тому і показник заломлення буде малий, розташовуються шари з більшою густиною (рис. 1.9). В цьому випадку частина променів, які йдуть від об'єкта, викривляються так, що опукла частина траєкторії цього променя звернена до поверхні і спостерігачу здається, що під об'єктом розташовується водна поверхня і всі предмети відображаються в ній. Насправді, водна поверхня, яку ми бачимо при нижньому міражі, є зображенням ділянки неба, воно і створює ілюзію водної гладі, що блищить на Сонці. Нижні міражі характерні для низьких широт, але вони можуть виникати і в Антарктиді над однорідною сніжною

поверхнею, температура якої влітку вища за температуру прилеглого шару повітря.

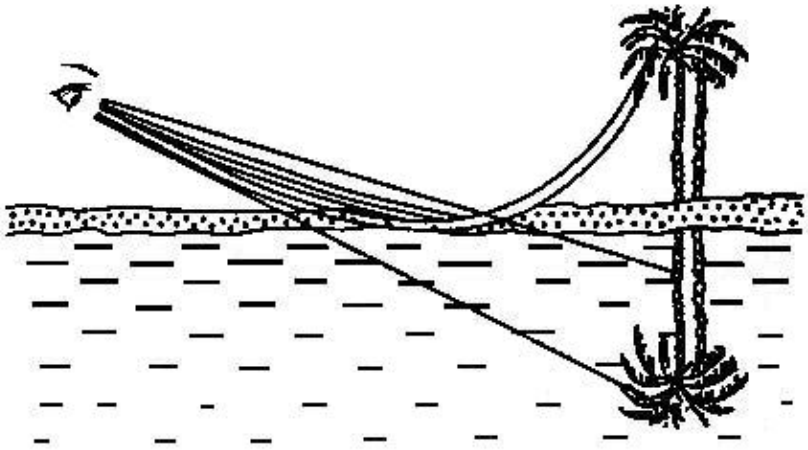


Рис. 1.9 – Схема утворення нижнього міражу

Верхні міражі характерні для високих широт, де земна поверхня і прилеглий до неї шар повітря сильно охолоджується, особливо взимку.

Через інверсію проміння, яке йде від об'єкту до спостерігача, вигинається опуклою частиною вгору (у бік меншої густини) і спостерігач бачить не тільки сам об'єкт, але і одне або декілька зображень над ним (рис. 1.10). Ці зображення можуть бути прямими, перевернутими, часто спотвореними, збільшеними (складний міраж). Зображення виходять перевернутими, якщо промені, які йдуть від крайніх точок предмета, перетинаються (на рис. 1.10 позначено дійсне зображення об'єкта 1, його пряме – 3 і зворотне зображення – 2).

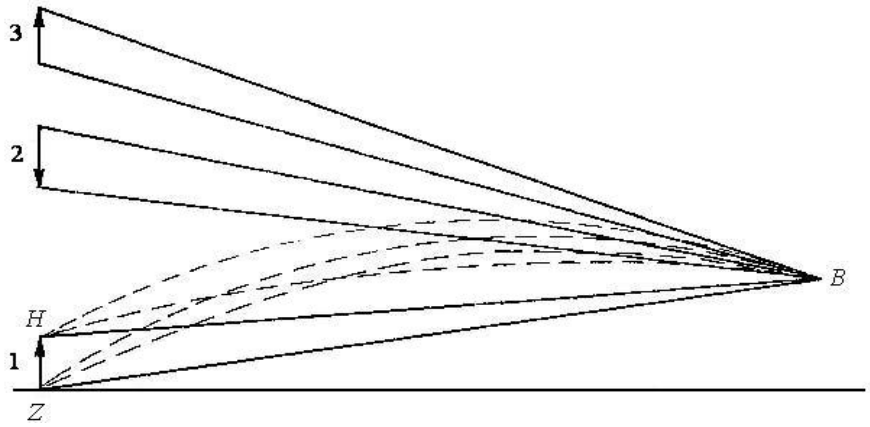


Рис. 1.10 – Схема утворення верхнього і складного міражів

В результаті верхніх міражів виникли легенди про «Летючого Голандця», про примарні землі, наприклад, землю Саннікова, яку довго і

наполегливо шукали. Бокові міражі виникають, як правило, вранці, незабаром після сходу сонця біля скелястого берега, нагрітого промінням, коли поверхня озера або моря ще холодна, наприклад, на Женевському озері.

1.6 Оптичні явища у хмарах

При проходженні променів світла через хмари і зони дощу виникають світлові явища, які можна пояснити загальною теорією розсіяння. Оскільки характер розсіяння визначається параметром $\mu = \frac{2\pi r}{\lambda}$, де r – радіус розсіюючої частинки, то при значеннях μ, відповідних дрібним краплям або кристалам хмар і туманів, на індикатрисах розсіяння з'являються дифракційні максимуми, кутові розміри яких визначають розміри вінців. При збільшенні крапель ($r > 10$ мкм) на індикатрисах розсіяння виникають інші дифракційні максимуми – пелюстки з кутовими розмірами, відповідними положенню райдуг різних порядків.

Розсіяння світла на кристалах льоду розміром 10-20 мкм породжує дифракційні піки, що зумовлюють появу гало. Яскравість і саме виникнення оптичних явищ, окрім μ, залежать ще від оптичної товщини хмари, туману і т.д. Яскраві явища спостерігаються тільки в тонких хмарах, оптична товщина яких не перевищує одиниці. В тонких хмарах багатократне розсіяння не розмиває дифракційні максимуми і мінімуми, як це буває в щільних завісах дощу.

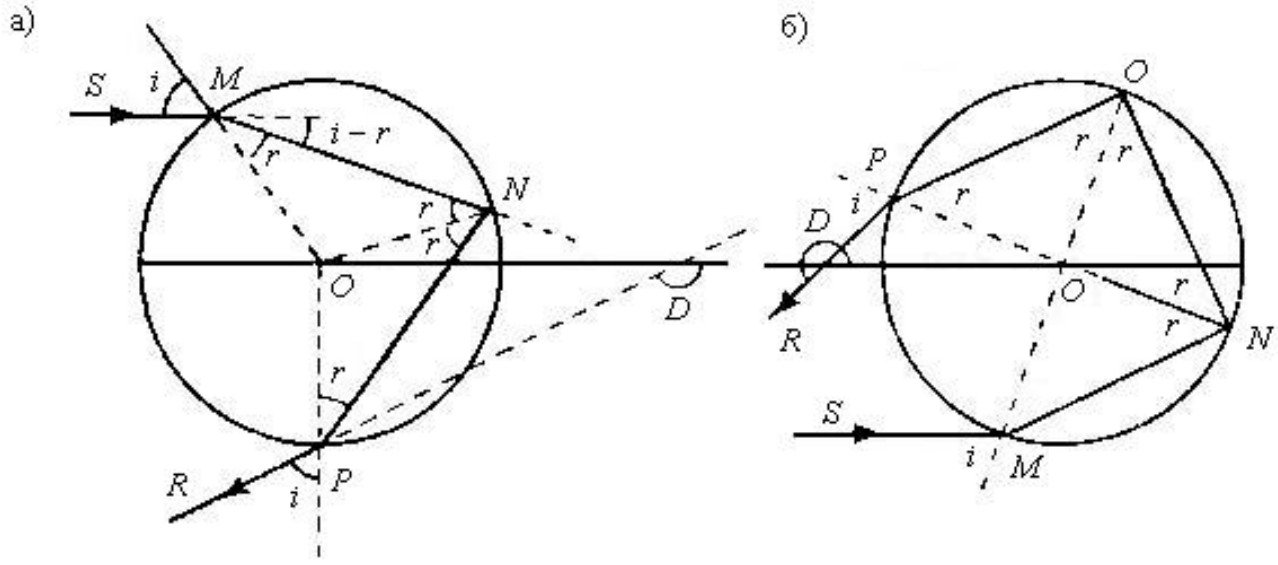
При подальшому збільшенні розмірів крапель і кристалів ($\mu \to \infty$) закономірності теорії розсіяння переходять в закони геометричної оптики.

1.6.1 Райдуга

Райдуга – кольорова дуга з центром в антисолярній точці, видима при дощі на фоні дощової хмари, біля водопадів і фонтанів. Її утворення пояснюється заломленням і відбиттям світла в крупних краплях води.

Геометрична теорія райдуги Декарта-Ньютона.

Нехай паралельне проміння Сонця (рис. 1.11а) падає на краплю. Кут падіння i неоднаковий – від 0^0 до 90^0 в різних точках. Після заломлення в точці M промінь може відбитися в точці N і вийти з краплини після заломлення в точці P.



а) при утворенні першої головної райдуги
б) при утворенні другої райдуги.
i – кут падіння, r – кут заломлення, D – кут зміни напряму променя після проходження крізь краплю.

Рис. 1.11 – Хід сонячного променя у краплі води

Зміна напряму променя при цьому визначається за формулою:

$$D = i - r + 180 - 2r + i - r,$$

тоді при одному відбитті в краплині $(k+1)$

$$D_1 = 2i - 2r + 180 - 2r = 2i + 180 - (k+1)2r,$$

де k – число повних внутрішніх відбиттів.

Для другої райдуги $(k+2)$ (рис. 1.11б):

$$D_2 = i - r + 180 - 2r + 180 - 2r + i - r =$$
$$= 2i - 2r + k \cdot 180 - k \cdot 2r = 2i + k \cdot 180 - (k+1)2r.$$

Загальна формула для кута D:

$$D_k = 2i + k \cdot 180 - 2r(k+1). \qquad (1.28)$$

Кут i завжди $0^0 \le i \le 90^0$. Кут відхилення D залежить від кута i, числа відбиттів в краплі «k» і довжини хвилі падаючого променя.

Продиференціюємо формулу для D_k по куту i:

$$\frac{dD_k}{di} = 2 - 2(k+1)\frac{dr}{di}. \qquad (1.29)$$

Оскільки $n = \dfrac{\sin i}{\sin r}$, де n – показник заломлення, то:

$$n \sin r = \sin i.$$

Після диференціювання:

$$n \cos r \, dr = \cos i \, di,$$

звідси $\dfrac{dr}{di} = \dfrac{\cos i}{n \cos r}$. Цей вираз підставимо у формулу (1.29)

$$\frac{dD_k}{di} = 2 - 2(k+1)\frac{\cos i}{n \cos r}.$$

Нас цікавить $D_{\min}$, якому відповідає $i = I$, а $r = R$. $D_{\min}$ – це кут якнайменше відхилених променів зі всіх, які пройшли скрізь краплю:

$$\frac{dD_{\min}}{dI} = 0, \text{ звідки } 0 = 2 - 2(k+1)\frac{\cos I}{n \cos R}; \text{ або } (k+1)\frac{\cos I}{n \cos R} = 1;$$

$$(k+1)\cos I = n \cos R. \qquad (1.30)$$

Виразимо R через I.

$$n \cos R = \sqrt{n^2 \cos^2 R} = \sqrt{n^2\left(1 - \sin^2 R\right)} =$$

$$= \sqrt{\frac{\sin^2 I}{\sin^2 R}\left(1 - \sin^2 R\right)} = \sqrt{\frac{\sin^2 I}{\sin^2 R} - \frac{\sin^2 I \cdot \sin^2 R}{\sin^2 R}} = \sqrt{n^2 - \sin^2 I};$$

Тоді замість формули (1.30) маємо:

$$(k+1)\cos I = \sqrt{n^2 - \sin^2 I}; \qquad (k+1)^2 \cos^2 I = n^2 - \sin^2 I;$$

$$\left(k+1\right)^2\left(1-\sin^2 I\right)=n^2-\sin^2 I; \qquad (1.31)$$

розкриємо дужки:

$$\left(k+1\right)^2-\left(k+1\right)^2\sin^2 I=n^2-\sin^2 I;$$
$$\left(k+1\right)^2-n^2=\left(k+1\right)^2\sin^2 I-\sin^2 I=\left[\left(k+1\right)^2-1\right]\sin^2 I.$$

Формула для розрахунку кута падіння $I_{\min}$, який при k відбиттях дає кут $D_{\min}$:

$$\sin^2 I_{\min}=\frac{\left(k+1\right)^2-n^2}{\left(k+1\right)^2-1}, \qquad (1.32)$$

при $k=1$, $\sin^2 I_{\min 1}=\frac{4-n^2}{3}$;

при $k=2$, $\sin^2 I_{\min 2}=\frac{9-n^2}{8}$.

Якщо задати n для певної довжини хвилі λ, то за формулою (1.32) можна знайти кут $I_{\min}$, а потім $D_{\min}$.

Коефіцієнт заломлення води для червоного променя $n=1{,}33$, для фіолетового променя $n=1{,}34$.

Для червоного променя при $k=1$, $I=59^0 30'$, тоді $D_{\min\,чер.}=137^0 30'$. Спостерігач побачить червоний промінь під кутом $180^0-137^0 30'=42^0 30'$. $D_{\min\,фіол.}=139^0 20'$, кут висоти фіолетового променя становить $180^0-139^0 20'=40^0 40'$, тобто ширина райдуги $42^0 30'-40^0 40'=1^0 50'$. До цього потрібно додати кутові розміри Сонця – $32'$, тоді ширина головної райдуги $2^0 22'$.

Зовнішній край дуги червоний, внутрішній – фіолетовий. Яскравість райдуги залежить від розмірів крапель. Чим крупніші краплі, тим яскравіші кольори. На дрібних краплях кольори білясті.

Утворення райдуги можливе лише при краплях дощу, радіус яких $r_{\min}=0{,}02\div 0{,}03$ мм. Найяскравішою райдуга буде, якщо $r=0{,}1\div 0{,}5$ мм. Видима висота дуги райдуги залежить від висоти Сонця h, чим менша h, тим вища райдуга.

Райдуга другого порядку або побічна має $I_{\min 2} = 71^0 36'$, $D_{\min чер.2} = 230^0 30'$, $D_{\min фіол.2} = 233^0 50'$. Кут висоти для червоного променя побічної райдуги $230^0 30' - 180^0 = 50^0 30'$, для фіолетового променя $233^0 50' - 180^0 = 53^0 50'$, тобто ширина райдуги другого порядку буде: $53^0 50' - 50^0 30' + 32' = 3^0 52'$. Кут висоти райдуги – це кут відхилення променя від прямої, що йде від антисолярної точки до спостерігача.

Друга райдуга не тільки ширша, але і вища за першу, розташування кольорів в ній зворотне, яскравість менша. Простір між райдугами темніший ніж небосхил.

В лабораторних умовах були отримані райдуги до 17 порядку. Райдуги 3 і 4 порядків утворюються навкруги Сонця, 5-6 – навколо антисолярної точки, 7-8 – знову навколо Сонця і т.д.

З енергії променя, який падає на краплю 6,6% буде відбито, 88,5% проходить крізь краплю, 4,9% витрачається на перше внутрішнє відбиття, на друге і інші залишається близько 1%. Поблизу фіолетових країв основних райдуг бувають додаткові дуги, іноді 2-3, частіше 1 – рожевого і зеленого кольорів.

Із землі в кращому разі видна половина кола райдуги, з літака можна побачити ціле коло.

Світло райдуги характеризується дуже високим ступенем поляризації, до 90% в першій райдузі, 80% – в другій.

Біла райдуга утворюється в краплях туману, зумовлена відбиттям, заломленням і дифракцією, слабо забарвлена.

Місячна райдуга слабо забарвлена через слабку інтенсивність світла.

1.6.2 Гало

Якщо небо вкрите шаром тонких кристалічних хмар, то в результаті заломлення і відбиття світлового проміння, що проходить крізь хмару, виникає ряд оптичних явищ, які носять назву гало.

За характеристикою забарвлення явища гало ділять на 2 групи:

1. Забарвлені форми гало. До цієї групи відносяться кола навколо Сонця або Місяця з кутовим радіусом 22^0 і 46^0, фальшиві Сонця, дотичні дуги. Характеристика забарвлення у цих формах гало однакова – частина гало, обернена до Сонця, забарвлена в червоний колір, протилежна – в синювато-бузковий.
2. Білі форми гало: горизонтальне коло, що проходить через Сонце, світлові стовпи, протисонце, протимісяць.

Перша група явищ утворюється в результаті заломлення проміння в кристалах, друга – в результаті відбиття від граней кристалів.

Льодяні кристали хмар належать до гексагональної системи і завдяки поєднанню різних форм цієї системи можуть набувати різноманітного вигляду. Правильні їх форми бувають двох основних типів: 1 – з добре розвиненою головною віссю – це шестигранні стовпчики або льодяні голки, 2 – з мало розвиненою головною віссю – шестикутні пластинки – сніжинки.

При падінні кристали розташовуються так, щоб опір повітря був максимальним, тому стовпчики падають з горизонтально орієнтованою головною віссю, а пластинки – з вертикально орієнтованою головною віссю. Кристали неправильної форми падають при хаотичному положенні їх головних осей (відомо більше 10 тис. форм кристалів).

Найпростіша теорія гало заснована на законах геометричної оптики.

Заломлюючі кути в шестикутних призмах і пластинках можуть бути трьох розмірів, 120^0, 90^0 або 60^0 (рис. 1.12а).

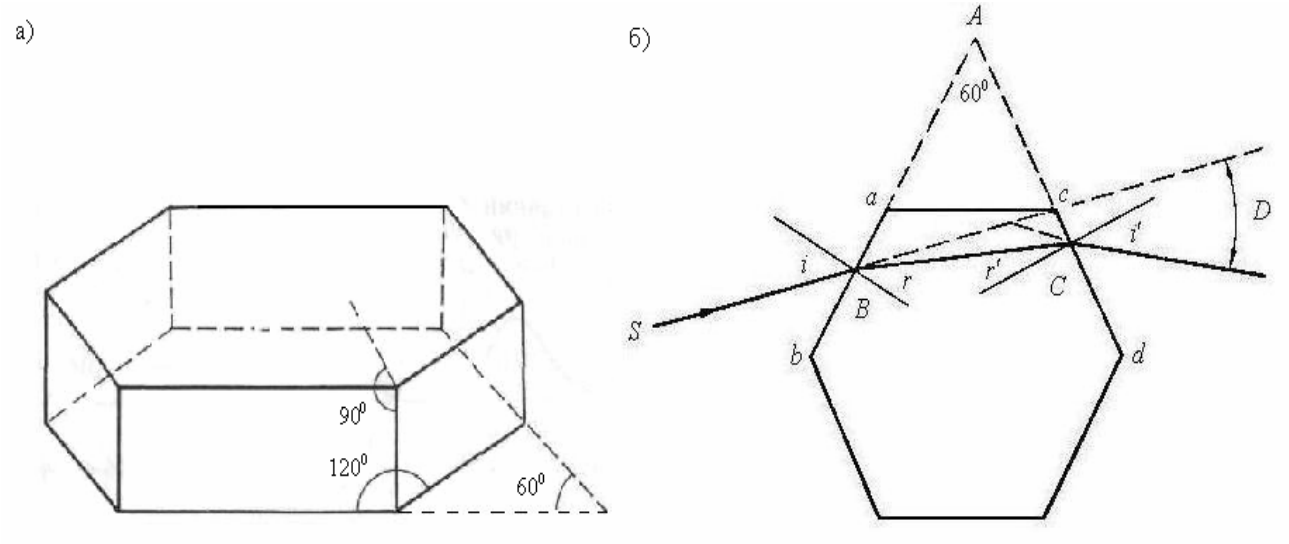


Рис. 1.12 – Кути заломлення шестигранної призми (а),
хід променя в призмі (б)

Прослідкуємо хід променя S в кристалі:

Кут відхилення променя $D = i - r + i' - r'$.

З ΔABC знайдемо $180^0 = 90^0 - r + 90^0 - r' + A$,

звідки

$$A = r + r', \tag{1.33}$$

$$D = i - r + i' - r' = i + i' - A. \tag{1.34}$$

Кут D буде мінімальним, якщо $i = i'$, а $r = r'$, тоді

$$D_{\min} = 2i - 2r \text{ або } D_{\min} = 2i - A, \tag{1.35}$$

звідси

$$i = \frac{D_{\min} + A}{2}. \tag{1.36}$$

Оскільки $n = \frac{\sin i}{\sin r}$, то $\sin i = n \sin r = \sin\left(\frac{D_{\min} + A}{2}\right)$,

$$\text{або } \sin\frac{D_{\min} + A}{2} = n \sin\frac{A}{2}. \tag{1.37}$$

Оскільки в формулу входить коефіцієнт заломлення n, формула враховує довжину хвилі падаючого на грань кристала променя. Таким чином, знаючи A і узявши n для відповідного променя, можна знайти $D_{\min}$ за формулою (1.37),

при $A = 60^0$ $D_{\min\,чер.} = 21^0 30'$, $D_{\min\,фіол.} = 22^0 20'$;

при $A = 90^0$ $D_{\min\,чер.} = 45^0 10'$, $D_{\min\,фіол.} = 47^0 20'$.

Якщо $A = 120^0$, то промінь у кристалі зазнає повного внутрішнього відбиття. Якщо кут $A > 99^0 32'$; промінь з кристала не вийде.

Розглянемо три випадки орієнтації головних осей кристалів:

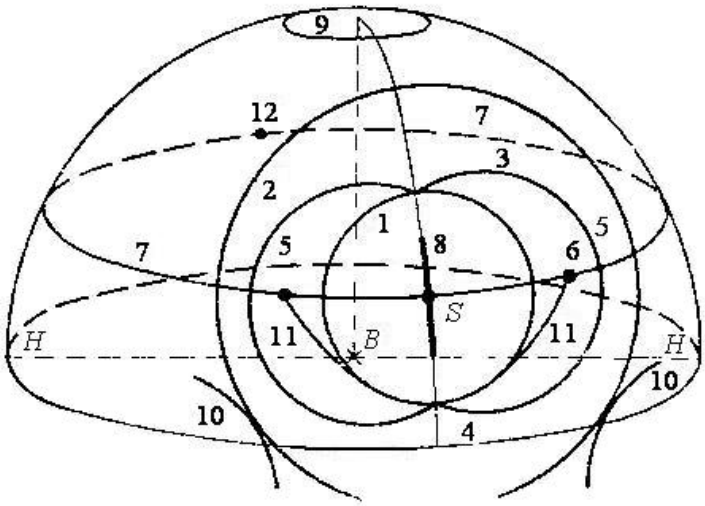
1. Кристали у вигляді стовпчиків орієнтовані вертикально. В цьому випадку утворюються фальшиві Сонця ліворуч і праворуч від істинного на відстані 22^0 і 46^0. Ці райдужні плями утворюють проміння, що мають мінімальний кут відхилення, але завжди будуть промені, що падають під іншими кутами, які зазнають більшого відхилення, вони утворюють білі хвости, спрямовані від Сонця.

2. Головні осі кристалів орієнтовані горизонтально. Утворюються фальшиві Сонця над і під Сонцем.

3. Орієнтація осей хаотична – утворюються кола з кутовим радіусом 22^0 або 46^0. Оскільки хаотичне розташування осей кристалів найбільш імовірно, кола спостерігаються значно частіше, ніж фальшиві Сонця (рис. 1.13).

Розглянуті нами приклади і формули справедливі лише для променів, падаючих в площині, перпендикулярній до головної осі кристала. При

збільшенні висоти Сонця від 0^0 до 30^0 коло гало у 22^0 збільшується до 28^0, а хвости фальшивих Сонць коротшають. При більш високому положенні Сонця гало практично не спостерігається.

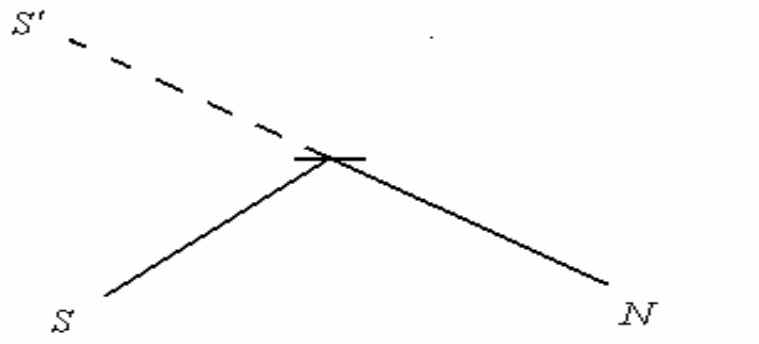


S – Сонце, HH – горизонт, 1 – мале коло (22^0), 2 – велике коло (46^0), 3, 4, 5 – дотичні дуги, 6 – фальшиві Сонця, 7 - горизонтальне коло, 8 – стовпчики, 9 – навколозенітна дуга, 10 – бокові дотичні дуги до кола 46^0, 11 – дуги Ловіца, 12 - протисонце

Рис. 1.13 – Основні форми гало

Явища гало другої групи безбарвні, утворюються в результаті відбиття від граней кристалів.

Якщо грані, що відбивають, розташовані горизонтально (рис. 1.14), з'являються світлові стовпи над і під Сонцем.



S – Сонце, N – спостерігач, S' – фальшиве Сонце

Рис. 1.14 – Утворення світових стовпів

Коли проміння низько розташованого Сонця S потрапляє на нижню грань кристала і відбивається, спостерігач N бачить над Сонцем стовп світла, оскільки коливання кристалів «розмивають» зображення Сонця S'.

Якщо грані, що відбивають, розташовані вертикально (рис. 1.15), то в цьому випадку утворюється горизонтальне коло. Оскільки воно дуже великих розмірів, його повністю не видно, спостерігач бачить лише його частину – горизонтальні дуги.

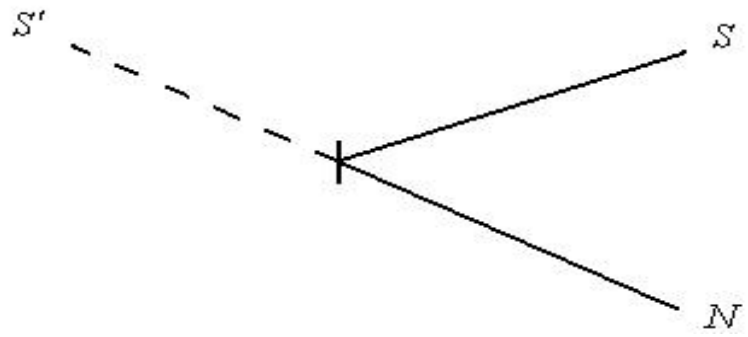


Рис. 1.15 – Утворення горизонтального кола

Зрідка вертикальні стовпи можуть спостерігатися при великих висотах Сонця. Це можливо, якщо в атмосфері існують 2 шари кристалічних хмар, де грані, що відбивають, розташовані горизонтально (рис. 1.16).

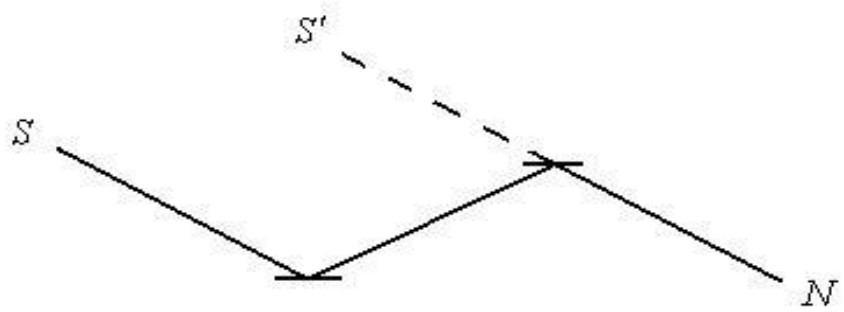


Рис. 1.16 – Утворення світових стовпів при великих висотах Сонця

Різні комбінації зовнішнього і внутрішнього відбиття у кристалах приводять до утворення таких рідкісних форм гало як протисонце.

До явищ гало відноситься явище нижнього сонця, яке спостерігається лише з літака або з вершини гори (рис. 1.17).

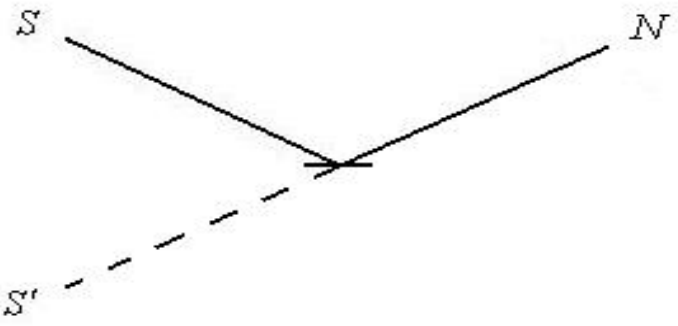


Рис. 1.17 – Утворення явища нижнього Сонця

Поява гало – місцева прикмета зміни погоди, оскільки це явище виникає у хмарах *Cs*, які з'являються при наближенні теплого фронту.

1.6.3 Вінці

Кольорові кільця, що оточують світило та просвічують крізь легку пелену хмар, носять назву вінців. Внутрішня частина вінця – ореол – безпосередньо примикає до світила, це світле коло з червоним зовнішнім краєм, його розміри до 5^0. В сприятливих випадках до ореола із зовнішнього боку примикають, розділені темними проміжками, інші райдужні кільця, яких може бути кілька. Вінці утворюються в результаті розсіяння за рахунок дифракції місячного або сонячного світла на краплях або кристалах хмар. Утворюються вони, як правило, у хмарах *As*, *Ac*, *Cs*. Роль отворів дифракційних грат відіграють краплі, щілин – кристали. На практиці користуються емпіричними формулами, що описують положення темних кілець (мінімумів яскравості).
Для краплинноріджих хмар:

$$\sin\theta = \left(k + 0{,}22\right)\frac{\lambda}{2r}; \tag{1.38}$$

для кришталевих хмар

$$\sin\theta = k\frac{\lambda}{d}, \tag{1.39}$$

де θ – кутовий радіус кільця,
k – порядковий номер кільця,
λ – довжина монохроматичного променя,
r – радіус краплі,
d – товщина кристала.

Кутовий радіус першого мінімума:

$$\theta_1 = 0,61\frac{\lambda}{r}, \tag{1.40}$$

всі подальші відстоять один від одного на відстань

$$\theta_k - \theta_{k1} = 0,50\frac{\lambda}{r}. \tag{1.41}$$

В льодяних кристалах хмар при рівній освітленості ореола кола вінців яскравіші.

У водяних хмарах ореол вінців ширший, ніж у кришталевих. Оскільки розміри вінців залежать від розмірів крапель і кристалів, то спостереження за ними дозволяють судити про розміри хмарних елементів. Залежність тут зворотна (видно з формул).

Подібне походження з вінцями мають глорії. Це ряд райдужних кілець, що спостерігаються навколо тіні на поверхні хмари або туману з боку, протилежного Сонцю. Частіше за все вони спостерігаються в горах при низькому положенні Сонця. Окремий випадок глорії – Брокенська примара, що часто спостерігається в Альпах, на гірському перевалі Брокен. Аналогічне глоріям явище – сяйво на поверхні лугу, ріллі вкритих росою, яке утворюється навколо тіні людини, та інші.

Геометрична теорія оптики не в змозі пояснити складне явище глорії, задовільне пояснення цього явища можливе на основі теорії Мі (розсіяння на крупних частинках). Коротко, глорія – це результат дифракції розсіяного хмарними елементами світла, що надходить до ока спостерігача від поверхні хмари чи туману. На основі теорії Мі визначено, що при однаковому розмірі крапель на місці максимальної яскравості у вінцях – в глоріях яскравість мінімальна.

Іризація хмар – це райдужні плями на краях хмар *Sc* або *Ac* , вони утворюється при різко виражених відмінностях в розмірах дрібних крапель. Частини хмар, які іризирують, розташовуються на відстанях від кількох градусів – до 20^0 і більш від Сонця.

Ще одне оптичне явище в атмосфері кільце Бішопа – вінець коричнево-червоного кольору радіусом 22^0 і за вширшки біля 10^0. Він утворюється навкруги Сонця після інтенсивних виверженъ вулканів.

2 АТМОСФЕРНА ЕЛЕКТРИКА

2.1 Іони в атмосфері

В середині XVIII століття було знайдено, що заряджений провідник, ідеально ізольований від землі, знаходячись в повітрі, з часом втрачає свій заряд. Правильне пояснення цьому явищу дали лише в кінці XIX століття, коли експериментально встановили, що в атмосфері існують позитивно і негативно заряджені частинки – іони, внаслідок чого атмосфера не є ідеальним ізолятором.

Для того, щоб утворився іон, потрібно затрачувати енергію іонізації, що приводить атом або молекулу в збуджений стан, при цьому одновалентний електрон залишає орбіту і осідає на сусідньому атомі. Таким чином, відразу утворюється пара іонів – позитивний і негативний іони. Одиничний заряд іона $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Кл (елементарний заряд). Навколо зарядженої частинки внаслідок поляризаційних сил збирається комплекс молекул біля 10-100 шт. Ці комплекси молекул називаються легкими іонами. Їх розмір 10^{-7}-10^{-8} см. Якщо ці іони осідають на аерозолях, утворюються середні і важкі іони, розміром 10^{-6} або 10^{-5} см. Важкі – це іони Ланжевена. Ультраважкі іони мають радіус 10^{-4} см, іноді їх називають просто заряджені частинки. Звичайно легкі і середні іони несуть один елементарний заряд. Важкі іони можуть мати більше одного заряду, але кількість таких іонів мала. Оскільки іони несуть елементарний заряд, на них, окрім всіх сил атмосфери, діють ще і електричні сили. Концентрація іонів в атмосфері різна. Поблизу поверхні землі в 1 см^3 міститься 400-600 легких негативних іонів (n_-), 500-600 – позитивних (n_+). Важких іонів більше, іноді їх може бити декілька тисяч. Концентрація середніх іонів особливо мінлива. Над сушею концентрація важких іонів може досягати кількох десятків тисяч. Відносна кількість легких іонів позитивних і негативних становить $\frac{n_+}{n_-} \approx 1{,}1 \div 1{,}3$. З висотою кількість легких іонів зростає, а важких зменшується. На кожні 2 км висоти кількість легких іонів зростає в середньому на 1000 в 1 см^3. В іоносфері концентрація іонів 10^5-10^6 на 1 см^3, до того ж окрім молекул і атомів іонами тут є і вільні електрони. У добовому ході максимум концентрації $n_\pm$ спостерігається рано вранці, а мінімум – опівдні, для важких – навпаки. Цей хід може бути порушений погодними і місцевими умовами. У річному ході максимум легких іонів біля землі спостерігається влітку, а мінімум – взимку.

2.1.1 Основні іонізатори атмосфери

Іонізація може бути ударною, якщо енергія, яку одержує частинка є результатом її зіткнення з іншою частинкою: електроном, атомом або іоном. При цьому результат залежить від кінетичної енергії обох частинок. Іноді первинне зіткнення приводить частинку лише в збуджений стан, для відриву електрона потрібне ще одне зіткнення.

Фотоіонізація – це іонізація фотонами – квантами електромагнітного випромінювання. Енергія фотона повинна бути достатньою для іонізації частинки.

Основним іонізатором в тропосфері є випромінювання радіоактивних речовин, а точніше їх еманацій. Радіоактивні речовини містяться в гірських породах і воді, їх всього близько 100 Мт, але їх випромінювання майже повністю поглинається в грунті (за винятком γ-променів). До вторинних продуктів радіоактивного розпаду відноситься і найсильніший іонізатор повітря радон (Rn) з періодом напіврозпаду 3,82 сут.

Радіоактивні речовини випромінюють:

α-частинки – ядра гелію, що складаються з 2 протонів і 2 нейтронів. Їх швидкість 0,05-0,1 швидкості світла, вони діють в шарі товщиною 3-9 см над поверхнею землі, одна частинка здатна утворити 200-250 тис. пар іонів.

β-частинки – потік електронів, швидкість яких приблизно дорівнює швидкості світла. Вони досягають висоти кількох метрів, одна β-частинка утворює приблизно 25 тис. пар іонів.

γ-частинки – фотони, що проникають на висоту кількох десятків метрів, один фотон утворює 30 тис. пар іонів.

Турбулентні і вертикальні рухи переносять іони на висоту 4-5 км.

У верхній атмосфері основними іонізаторами є корпускулярне та ультрафіолетове і ще більш короткохвильове випромінювання Сонця та космічне проміння.

Первинне космічне проміння – потік протонів – іонізує верхні шари атмосфери і дає початок вторинному космічному випромінюванню (ланцюгова реакція), яке іонізує нижні шари атмосфери.

У приземному шарі за одну секунду в 1 $см^3$ утворюється 2 пари іонів за рахунок космічного проміння і 5 пар (над сушею) – за рахунок випромінювань радіоактивних речовин і їх еманацій. Максимальна швидкість утворення іонів під дією космічного проміння становить 20-25 пар за 1с в 1 $см^3$ на висоті 12-14 км.

2.1.2 Провідність атмосфери

Оскільки в атмосфері є заряди і до того ж вони розподілені нерівномірно, в атмосфері існує електричне поле з напруженістю E В/м. Іони, які знаходяться в електричному полі, зміщуються уздовж силових ліній з деякою швидкістю u м/с, яка пропорційна напруженості поля E.

$$u = WE, \tag{2.1}$$

W – коефіцієнт пропорційності, який називається рухливістю іонів. Фізичний сенс його – дрейф заряджених частинок уздовж силових ліній електричного поля одиничної напруженості.

$$W = \frac{u}{E}. \tag{2.2}$$

Рухливість іонів визначає іонізаційний стан атмосфери. Ланжевен визначив:

$$W = a\frac{e}{m}\frac{l}{\upsilon},$$

де a – деякий коефіцієнт порядку 0,5-1,0,

e – заряд іона, m – його маса,

l – довжина вільного пробігу іона,

υ – середня швидкість його теплового руху.

Рухливість легких іонів значно більша, ніж важких: $W_{n_{\mp}} = 1 - 2 \cdot 10^{-4}$ м^2/(В·с), $W_{n_-} > W_{n_+}$ в 1,3 рази. Рухливість важких іонів $W_{N_{\pm}}$ від 10^{-7} до 10^{-8} м^2/(В·с).

Рухливість іонів в атмосфері залежить від температури і тиску, тобто від густини повітря.

$$W(P,T) = W(P_0,T_0)\frac{T}{T_0}\frac{P_0}{P}. \tag{2.3}$$

Чим менша густина, тим більша рухливість іонів.

Знаючи швидкість руху іонів, можна визначити електричний струм провідності:

$$\begin{gathered} i_+ = u_+ \cdot e_+ \cdot n_+ = W_+ \cdot e_+ \cdot n_+ \cdot E = \lambda_+ \cdot E, \\ i_- = u_- \cdot e_- \cdot n_- = W_- \cdot e_- \cdot n_- \cdot E = \lambda_- \cdot E, \\ \lambda_+ = W_+ \cdot e_+ \cdot n_+, \quad \lambda_- = W_- \cdot e_- \cdot n_-, \end{gathered} \tag{2.4}$$

де λ_+ (См/м) і λ_- (См/м) – полярні електропровідності, одиниця вимірювання Сименс/м.

Густина струму провідності – це кількість електрики, що переноситься в 1 с через 1 м^2 поверхні, перпендикулярної до силових ліній електричного поля. Сумарна густина струму провідності:

$$i = i_- + i_+ = (\lambda_- + \lambda_+)E = \lambda E . \qquad (2.5)$$

Полярні провідності або парціальні провідності залежать від концентрації іонів і їх рухливості.

Середня рухливість легких негативних іонів $W_- = 1{,}89 \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}}$.

Середня рухливість легких позитивних іонів $W_+ = 1{,}37 \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}}$.

Розраховуємо провідність, яка утворюється легкими та важкими іонами:

легкі
$$\begin{cases} \lambda_{n_-} = n_- \cdot e_- \cdot W_- = 500 \cdot 1{,}89 \cdot e = 900 \cdot e \\ \lambda_{n_+} = n_+ \cdot e_+ \cdot W_+ = 600 \cdot 1{,}37 \cdot e = 800 \cdot e \end{cases}$$
$$\lambda_{\pm легкі} = 1700 \cdot e .$$

Середня рухливість важких іонів $W = 1{,}5 \cdot 10^{-4} \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}}$.

важкі
$$\begin{cases} \lambda_{N_-} = 50000 \cdot 1{,}5 \cdot 10^{-4} \cdot e = 7{,}5 \cdot e \\ \lambda_{N_+} = 50000 \cdot 1{,}5 \cdot 10^{-4} \cdot e = 7{,}5 \cdot e \end{cases}$$
$$\lambda_{\pm важкі} = 15 \cdot e .$$

Таким чином, 95% провідності в атмосфері зумовлено легкими іонами. Питома провідність атмосфери зворотна питомому опору, $i = \frac{E}{r} = \lambda E$, де r – опір атмосфери.

Вимірювання показали, що питомий опір швидко змінюється з висотою. Опір шару від 0 до 10 км становить 0,9 опору всієї товщі атмосфери.

2.1.3 Рекомбінація іонів

В атмосфері одночасно діють два протилежні процеси: іонізація повітря і рекомбінація або возз'єднання іонів. Оскільки провідність атмосфери на 95% визначається наявністю легких іонів, їх рекомбінацію обчислюють в першу чергу. Зміна концентрації легких іонів з часом

$$\frac{dn_{\pm}}{dt} = q - \alpha \cdot n_{+} n_{-}, \tag{2.6}$$

де α – коефіцієнт рекомбінації,

q – швидкість утворення іонів.

Оскільки $n_{+} \approx n_{-}$, то $\frac{dn}{dt} = q - \alpha \cdot n^2$.

Якщо процес сталий, тобто $\frac{dn}{dt} = 0$, то $q = \alpha \cdot n^2$, а $n = const$.

Тривалість життя легкого іона

$$\tau = \frac{n}{q}\left[\frac{\text{іон} \cdot \text{с} \cdot \text{м}^3}{\text{м}^3 \cdot \text{іон}}\right] = \frac{n}{q}\left[\text{с}\right]. \tag{2.7}$$

З емпіричних даних відомо значення α. Для стаціонарних умов $\alpha = 1{,}6 \cdot 10^{-6}$ см^3/с.

Якщо $n = 500$ ион/см^3, то

$$\tau = \frac{n}{\alpha \cdot n^2} = \frac{1}{\alpha \cdot n} = \frac{1}{1{,}6 \cdot 10^{-6} \cdot 500} = \frac{10^4}{8} = 1{,}25 \cdot 10^3 \text{ с} = 21 \text{ хв.}$$

Така середня тривалість життя легкого іона в сухій атмосфері.

Проте легкі іони возз'єднуються не лише з легкими, через електростатичне притягання легкі іони возз'єднуються з середніми і важкими іонами протилежного знака, а також осідають на нейтральних частинках, концентрація яких N_0, внаслідок чого вони перестають бути легкими іонами.

В загальному випадку для концентрації легких іонів запишемо формулу:

$$\frac{dn}{dt} = q - \alpha n^2 - \gamma nN - \eta nN_0, \qquad (2.8)$$

де γ – коефіцієнт рекомбінації легких іонів з середніми і важкими ($6{,}5 \cdot 10^{-6}$ см^3/с),

η – коефіцієнт з'єднання легких іонів з нейтральними частинками ($4{,}3 \cdot 10^{-6}$ см^3/с).

$$\frac{dn}{dt} = q - n(\alpha n - \gamma N - \eta N_0) = q - n\beta,$$

де $$\alpha n - \gamma N - \eta N_0 = \beta, \qquad (2.9)$$

тоді

$$\frac{dn}{dt} = q - n\beta, \qquad (2.10)$$

де β – коефіцієнт зникнення легких іонів. β залежить від атмосферного тиску і температури, із збільшенням тиску β зростає. В реальній атмосфері $\beta = (1 \div 30) \cdot 10^{-9}$ м^3/с.

Тривалість життя легкого іона в забрудненій атмосфері $\tau = \frac{n}{q} = \frac{1}{\beta}$.

Рівняння для рекомбінації середніх і важких іонів:

$$\frac{dN}{dt} = \eta nN_0 - \gamma nN - fN^2, \qquad (2.11)$$

де f – коефіцієнт рекомбінації важких іонів.

Час релаксації – час, коли встановлюється стаціонарний стан в атмосфері $T_{рел} = \frac{1}{4\pi\lambda_{\pm}}$, тобто час, коли після яких-небудь змін швидкості утворення іонів q, або $\frac{dn}{dt}$, знову встановлюється $n = const$, а отож і провідність, яка характерна для цього рівня в атмосфері.

2.2 Електричне поле в атмосфері

Перш за все, слід розділити атмосферу на нижню (тропосферу), де основним іонізатором є радіоактивні речовини і їх еманації (радон, торон, актион) і верхню частину, де велика провідність атмосфери і іонізація зумовлена космічними іонізаторами.

У нижній атмосфері нерівномірний розподіл зарядів призводить до виникнення різниці потенціалів, тобто до появи напруженості електричного поля, що чисельно дорівнює градієнту потенціалу. Вона розраховується на одиницю відстані по нормалі до рівневої поверхні у бік зменшення потенціалу $E = -\frac{dV}{dh}$ В/м. Біля землі градієнт потенціалу $\frac{dV}{dh} = 130$ В/м.

Заряд земної поверхні становить $-5{,}7 \cdot 10^5$ Кл, а атмосфера заряджена позитивно. Ізопотенціальні поверхні паралельні поверхні землі і повторюють всі її вигини, тому градієнт потенціалу і визначається зміною потенціалу вздовж осі z. З висотою градієнт потенціалу зменшується:

h, км	0	0,5	1,5	3	6	9
$\frac{dV}{dh}$,В/м	130	50	30	20	10	5

Потенціал електричного поля – це робота електричних сил, яку потрібно витратити для переміщення одиничного позитивного заряду з даної точки електричного поля в нескінченність. Різниця потенціалів між поверхнею землі і шарами атмосфери на висоті 80 км становить приблизно 200000 В. Напруженість електричного поля атмосфери в безхмарну погоду змінюється з висотою за експоненціальним законом:

$$E = E_0 e^{-ah}, \qquad (2.12)$$

де a – показник експоненти, що залежить від вологості повітря, від забрудненості атмосфери і може набувати різних значень.

Якщо сила струму:

$$i = \frac{V}{r},$$

де V – різниця потенціалів,

r – опір,

а густина струму провідності: $i = \lambda E$, то $\lambda E = \frac{V}{r}$;

$$E = \frac{V}{\lambda \cdot r}, \tag{2.13}$$

тобто напруженість електричного поля зворотна провідності.

Відомо, що напруженість електричного поля залежить від повітряної маси, її забруднення, вологості повітря, а також від наявності хмарності та опадів. Усіляке забруднення атмосфери або її зволоження збільшує напруженість електричного поля та зменшує її провідність.

Ізопотенціальні поверхні повторюють рельєф поверхні землі, над підвищеннями вони згущаються, що призводить до зростання градієнта потенціалу в цьому місці, а вище знову згладжуються (рис. 2.1). Градієнт потенціалу, як правило, направлений до земної поверхні. Якщо є градієнт потенціалу, то є і електричні струми.

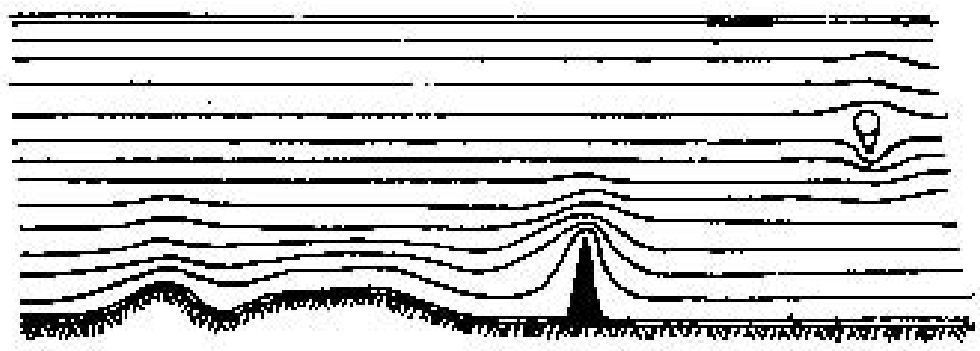


Рис. 2.1 – Положення ізопотенціальних поверхонь над землею

2.3 Електричні струми в атмосфері

Переміщення зарядів під дією сил електричного поля – це і є електричний струм. Нагадаємо, що атмосфера заряджена позитивно, земля – негативно. Основними електричними струмами в атмосфері є:

1. Струм провідності. В атмосфері – це густина струму провідності $[i]$ = А/м^2. Він спрямований до землі.

В результаті цих струмів у підсумку земля одержує 1500 Кл/с (густина струму провідності – це кількість електрики, яка переноситься за 1с через 1 м^2 поверхні, нормальної до силових ліній електричного поля). Кількісні характеристики електричного поля біля поверхні землі: $\lambda_0 = 2 \cdot 10^{-4}$ См/м, $E_0 = 130$ В/м, Тоді $i_0 = 2 \cdot 10^{-4} \cdot 130 = 26 \cdot 10^{-3}$ А/м^2.

2. Конвективні струми – це заряди, які переносяться вітром разом з повітряними масами. В повітрі можуть бути об'ємні заряди – заряди, що утворюються в деяких об'ємах атмосферного повітря через надлишок в них електронів або іонів одного знака. Вони виникають в результаті неоднакової рухливості іонів різних знаків, процесів електризації, коли в атмосферу поступають переважно іони одного знака. Густиною об'ємного заряду ρ називається заряд, що припадає на одиницю об'єму [Кл/м^3]. Біля землі вона коливається в широких межах. За знаком заряди частіше позитивні, тільки біля самої землі спостерігаються негативні заряди. Конвективний струм:

$$i_{конв.} = \rho u\,, \tag{2.14}$$

де ρ – густина об'ємного заряду, u – швидкість вітру.

Якщо розглядати струм лише по вертикалі, $i_{конв.} = \rho w$ – вертикальна складова струму конвекції.

Турбулентне перенесення заряду $i = k_T \dfrac{\partial \rho}{\partial z}$, де k_T – коефіцієнт турбулентності. Розміри об'ємів повітря, де заряд одного знака переважає, $\approx 100 \div 300$ м^3.

Перенесення зарядів по горизонталі більше, ніж по вертикалі, але вертикальне перенесення важливіше, воно становить 10-30% значень струму провідності в тропосфері.

3. Струми опадів. З опадами переноситься значна кількість електрики від атмосфери до землі. Краплі несуть переважно позитивний заряд, оскільки, по-перше, позитивно заряджених крапель в 1,5 рази більше, ніж негативних, по-друге, загальна сума позитивних зарядів і час випадання позитивно заряджених крапель також більші. Зливові опади мають густину струму $i = 10^{-7}$ А/м^2, а облогові – $i = 10^{-11}$ А/м^2. З передньої частини хмари випадають переважно позитивно заряджені краплі, з тилової – негативні. Заряд, який несуть опади, залежить від частини хмари і висоти, з якої вони випадають. На долю позитивно заряджених хмар припадає 2/3, а негативно – 1/3 всіх хмар, які мають об'ємні заряди. Величина позитивного заряду, яку переносить кожна частинка, менша, ніж величина негативного заряду, в 1,3 рази.

Напруга на краплях облогових опадів $V = 0{,}5 \div 10{,}0$ В, зливових $V_{макс.} = 300$ В, в середньому $V_{сер.} = 40$ В.

4. Струми розрядів (грозових і тихих). Струми грозових розрядів – струми блискавок, пов'язані з перенесенням зарядів при грозових розрядах з розрахунку на 1 км^2 за рік.

Струми тихих розрядів – струми, що виникають при великій напруженості електричного поля в передгрозовий і грозовий періоди, вони стікають з будь-яких загострених предметів на Землі (будівель, дерев, рослин і т.ін.) Докладніше струми розрядів розглядатимуться пізніше.

5. Струми зсуву. Ці струми зумовлені часовими змінами напруженості електричного поля атмосфери

$$i = \frac{dQ}{dt} \approx -\frac{dE}{dt}.$$

При швидких змінах напруженості електричного поля струми зсуву стають порівнянними за значеннями із струмом провідності.

2.4 Електричні характеристики хмар

Найпростіші закономірності розподілу характеристик електричного поля спостерігаються при малохмарній погоді. Але, як відомо, з появою хмар пов'язана різка зміна напруженості електричного поля в атмосфері. При цьому не тільки грозові хмари, але шаруваті і хвилеподібні викликають у ньому значні збурення. Як показали літакові дослідження, хмари вносять істотний внесок в заряд і потенціал електричного поля атмосфери.

2.4.1 Електризація крапель в хмарах

Усі пояснення процесів електризації крапель у хмарі це гіпотези. Єдиної теорії цього явища ще немає, хоча ми і називатимемо різні припущення про причини електризації теоріями.

1. Індуктивна теорія. Крупна крапля падає і внаслідок поляризації (в нижній частині краплі збираються позитивні заряди, оскільки заряд землі негативний, а у верхній частині – негативні) відбувається перерозподіл зарядів. При падінні вона наздоганяє дрібнішу краплю, де такий же розподіл зарядів, і у момент зіткнення негативні заряди перейдуть у велику краплю, вона буде заряджена негативно, а маленька – позитивно. При цьому головна умова – краплі не повинні зливатися.

2. Теорія Вільсона. Краплі при русі в хмарі (вже при випадінні) зустрічають іони, які осідають на них, і крапля набуває заряд. Ця електризація залежить від розмірів краплі, концентрації і рухливості іонів і фізичного стану тієї частини хмари, де відбувається рух. Ця теорія підтверджується даними дослідів. Процес, визначений Вільсоном, у ряді випадків є основним в утворенні зарядів на частинках опадів.

3. Балоелектричний ефект (ефект Ленарта). При розбризкуванні крапель у водопадах, швидких річках, при штормовій погоді на морі помічено, що дрібні краплі, в основному, мають негативний заряд, а крупні – позитивний. При розбризкуванні крапля деформується, розпадається на великі позитивно заряджені краплі і безліч дрібних негативно заряджених. Цей ефект виявляється тільки у разі великих вертикальних струмів повітря і наявності крупних крапель ($r \approx 2-3$ мм).

Ефект можливий і в хмарах, де є конвективні струми і турбулентні рухи.

4. Електризація при фазових переходах води. Вона можлива в переохолоджених хмарах, де відбувається гомогенна кристалізація крапель. Усередині краплі виникає стійкий зародок твердої фази. Якщо є дві фази в одній краплі, то можлива самодисоціація $H_2O \rightarrow H^+ + OH^-$. Атом водню більш рухливий, він прагне туди, де менша густина – тобто в зародок льоду. На межі двох середовищ в краплі виникає потенціал, іони спрямовуються туди, але першим встигає H^+. Унаслідок деформації крапля руйнується, осколки її бувають заряджені позитивно.

5. Електризація в змішаних хмарах. Кристали при терті об повітря заряджаються негативно, повітря позитивно. При розламуванні нейтральних кристалів одна частина може бути заряджена позитивно, інша – негативно.

Найбільш дійсними вважаються захват іонів краплями і електризація при фазових переходах води.

2.4.2 Напруженість електричного поля у хмарах, електропровідність, заряди частинок хмар і опадів

Напруженість E електричного поля у хмарах значно перевищує напруженість на тій же висоті у безхмарій атмосфері.

Середні значення напруженості у хмарах різних форм різні, послідовність форм за збільшенням їх електричної активності така: *St*, *Sc*, *Cu*, *Ac* – це група хмар, які не дають опадів. Значення E тут порівняно невеликі, але перевищують напруженість у безхмарній атмосфері у кілька разів і близькі між собою. В середньому напруженість по вертикалі в хмарах має такі значення:

у *St*, *Sc*, *Cu*, *Ac* – $E_z = 100 \div 200$ В/м;

у *As*, *Ns* – $E_z = 200 \div 600$ В/м;

у Cb – $E_z \geq 1000$ В/м.

As, *Ns*, *Cu cong*, *Cb* – це хмари, які дають опади, напруженість у них значно більша, причому із зменшенням широти вона зростає. Із зростанням потужності хмари зростає і напруженість, особливо $E_{\max}$.

Хмари бувають однозарядними, тобто об'ємний заряд хмари одного знака, дипольними – в хмарі два об'ємних заряда: позитивний і негативний і багатозарядними. Тонкі хмари шаруватих форм часто бувають однозарядними, заряд протилежного знака в цих випадках частіше за все спостерігається над хмарою, в прилеглому шарі повытря. Двозарядні і багатозарядні хмари можуть бути позитивно поляризовані, коли в нижній частині хмари знаходиться негативний об'ємний заряд, а у верхній – переважно позитивний. В 30% випадків спостерігається зворотне розташування зарядів в хмарі або негативна поляризація. Багатозарядними, як правило, бувають могутні хмари.

Конвективні *Cu*, *Cu cong*, *Cb*, як правило, містять два основні заряди: в 75% випадків всю верхню частину хмари займає позитивний заряд, а нижню негативний. В *Cb* в нижній частині з'являється третя область з позитивним зарядом, пов'язана з випаданням дощу, тут $t > 0\,^0$C. Верхній позитивний заряд спостерігається на висоті більше 7 км, в шарі з $t < -10\,^0$C. В шарі 2-7 км центр області негативного заряду лежить між ізотермами $-10...0\,^0$C.

В *Ns* і *As* максимальна напруженість спостерігається також між ізотермами $-10...0\,^0$C. Під хмарою або в нижній частині хмари, часто існують області з позитивним зарядом, також пов'язані з опадами. Характерна густина об'ємного заряду в шаруватих хмарах (*St*, *Sc*) $10^{-13} - 10^{-12}$ Кл/м^3, в шарувато-дощових (*Ns*, *As*) $10^{-12} - 10^{-11}$ Кл/м^3, для *Cb* характерний заряд $10^{-11} - 10^{-10}$ Кл/м^3, але для грозових хмар – 10^{-9} Кл/м^3.

На фоні основних зарядів в хмарах конвективних форм зустрічаються хаотично розташовані заряди, густиною на 1-2 порядки вище середньої, це зони неоднорідностей, їх розміри 50-200 м (рис. 2.2). Рідко зони неоднорідностей спостерігаються і в шаруватих хмарах.

В процесі розвитку грозових хмар їх електрична структура зазнає значних змін. Часто в першій стадії – стадії розвитку – вони мають позитивну полярність, а до стадії зрілості полярність міняється на зворотню. На першій стадії в грозових хмарах $E = 10^5 \div 10^6$ В/м. В період зростання і стаціонування відбуваються безперервні процеси електризації частинок і розділення зарядів.

Провідність у хмарі, як правило, менша за електропровідність безхмарної атмосфери на тому ж рівні у 3-5 разів (а іноді і в 20 разів).

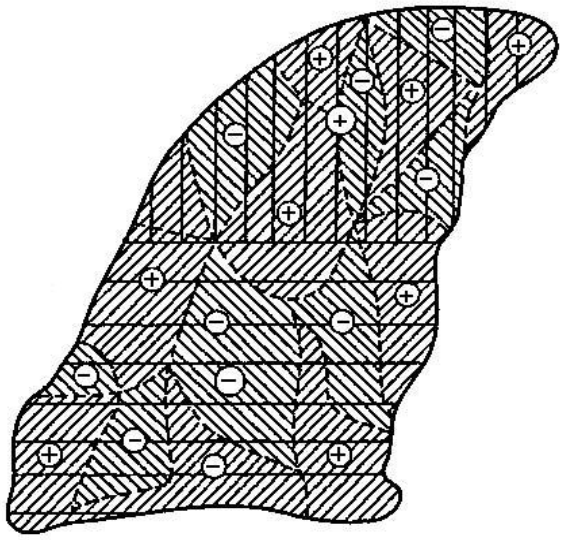


Рис. 2.2 – Схема розподілу електричних зарядів в грозовій хмарі, що розвивається.

В шаруватих хмарах на висоті $2 \div 3$ км вона в середньому становить $1...5 \cdot 10^{-14}$ См/м, в шаруватодощових і купчастих провідність ретельно не вимірювалася, але за епізодичними даними вона у декілька разів менша провідності безхмарної атмосфери.

Вимірювання в *Cb* і *Cb* грозових показали, що омічна електропровідність у них на 1-2 порядки більша, ніж у безхмарній атмосфері і складає $10^{-12} - 10^{-10}$ См/м. Мабуть, тут велику роль відіграють турбулентна і конвективна провідності, але способи розділення їх ще не розроблені.

Заряди хмарних частинок і частинок опадів. Чітких закономірностей в їх розподілі немає.

Помічено, що заряди твердих частинок і твердих опадів у хмарі перевищують заряди рідких. Заряд на хмарних частинках одного і того ж діаметра може відрізнятися на 2-3 порядки. Середній заряд негативних частинок в нижній частині хмари більший за середній заряд позитивних частинок. Щодо зв'язку між середніми значеннями радіуса і середніми значеннями зарядів хмарних частинок, то існують різні погляди. Одні дослідники бачать прямий зв'язок, інші – квадратичну залежність, а треті – говорять про відсутність прямого зв'язку між цими величинами. В *Cb*, де присутня тверда фаза у хмарі, заряди частинок на 2-3 порядки більші, ніж у теплих шаруватих хмарах. Заряди частинок у хмарах південних широт більші, ніж у хмарах помірних широт.

2.4.3 Збурення електричного поля

Якщо над поверхнею землі проходить хмара, що несе заряд, це приводить до збурення електричного поля, градієнт потенціалу істотно змінюється.

Розглянемо однополярну хмару і спочатку вважатимемо її заряд точковим і рівним Q_+ (рис. 2.3). Під хмарою у ґрунті на глибині утворюється такий самий заряд протилежного знаку Q_-.

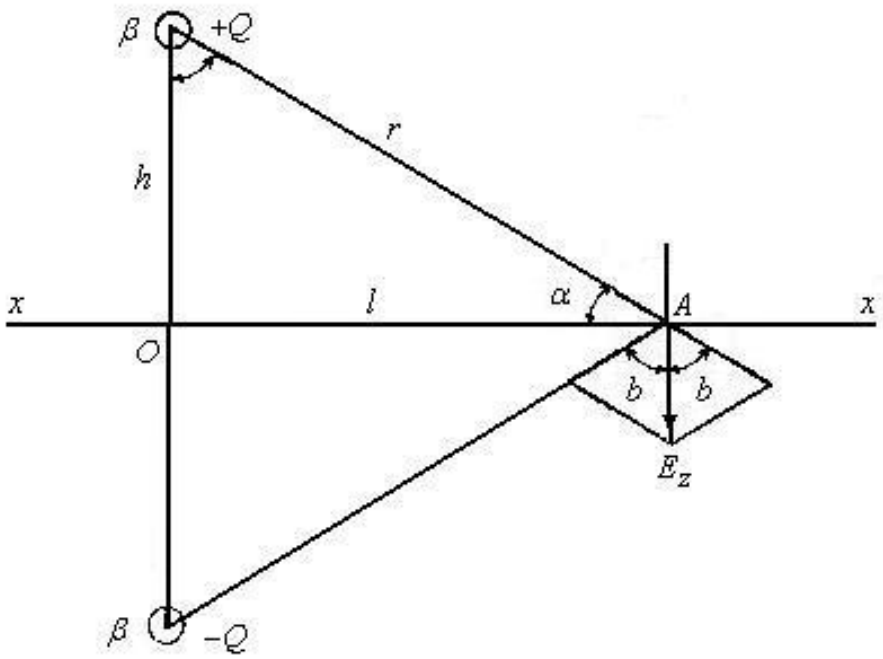


Рис. 2.3 – Схема розташування зарядів і векторів напруженості

В цьому випадку напруженість по модулю для точкового заряду буде:

$$E_z = \frac{2Q}{r^2}\sin\alpha, \qquad (2.15)$$

де $\sin\alpha = \frac{h}{r}$; тоді $E_z = \frac{2Qh}{r^3}$; з трикутника ΔOAQ відстань $r^2 = h^2 + l^2$.

Підставивши значення r^2 у формулу напруженості, одержуємо:

$$E_z = \frac{2Qh}{\left(h^2 + l^2\right)^{3/2}}, \tag{2.16}$$

де h – висота розташування заряду Q_- над поверхнею землі;

$r = \sqrt{h^2 + l^2}$ – відстань до заряду від точки A;

α – кут між r і l;

E_z – результуюча напруженість поля в точці A.

Для об'ємного заряду

$$E_z = \frac{2Qh}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon\left(h^2 + l^2\right)^{3/2}}, \tag{2.17}$$

$e = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon R$ – місткість сфери.

Електрична стала $\varepsilon_0 = 8{,}85 \cdot 10^{-12}$ Кл/(В·м), ε – діелектрична проникність, для повітря і ідеального газу $\varepsilon \approx 1$.

Напруженість E_z убуває, якщо збільшується висота розташування заряду і віддаленість точки вимірювання E_z від точки «*O*» – проекції центру заряду на поверхню.

Нехай $Q_+ = 10$ Кл і $h = 2$ км, тоді E_z в точці «*O*» дорівнює 45 кВ/м, а на відстані $l = 15$ км $E_z = 0{,}095$ кВ/м.

Якщо хмара біполярна і її заряди Q_- – (нижній) і Q_+ (верхній) не перекриваються (рис. 2.4), тоді:

$$E_z = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon}\left[\frac{2Q_1h_1}{\left(h_1^{\,2} + l_1^{\,2}\right)^{3/2}} - \frac{2Q_2h_2}{\left(h_2^{\,2} + l_2^{\,2}\right)^{3/2}}\right], \tag{2.18}$$

де h_1 і h_2 – середні значення висот зарядів Q_1 і Q_2, а l – відстань по горизонталі від вертикальної осі хмари.

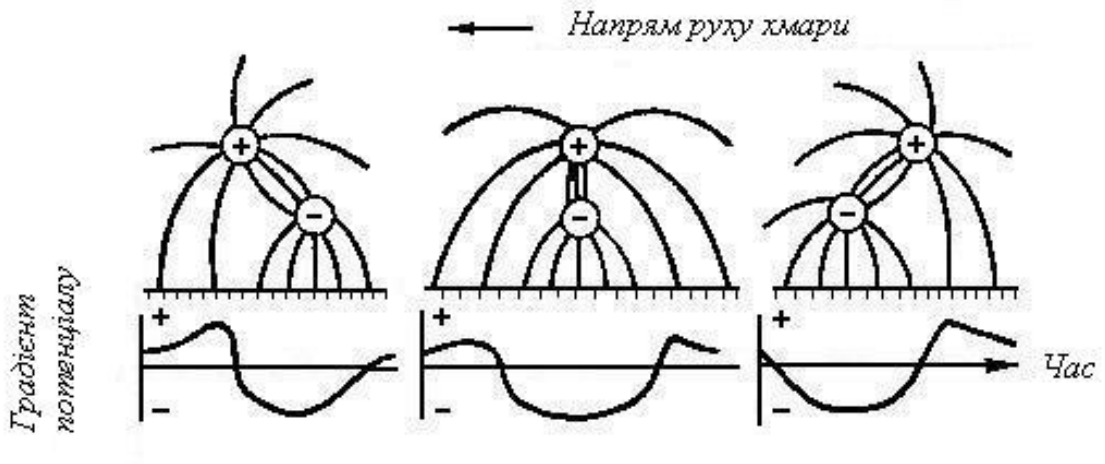


Рис. 2.4 – Зміна електричного поля поверхні
при русі біполярної хмари

2.5 Грозова електрика

Грозову електрику відкрито у XVIII в. М.В. Ломоносовим, Г.В. Ріхманом, Б. Франкліном, проте створити теорію утворення зарядів хмар і опадів не вдалося дотепер. Всі запропоновані на цей час теорії насправді є гіпотезами. Але деякі факти, встановлені шляхом спостережень, достатньо достовірні. Одна з схем електричної структури грозової хмари, що розвивається, представлена на рис. 2.5.

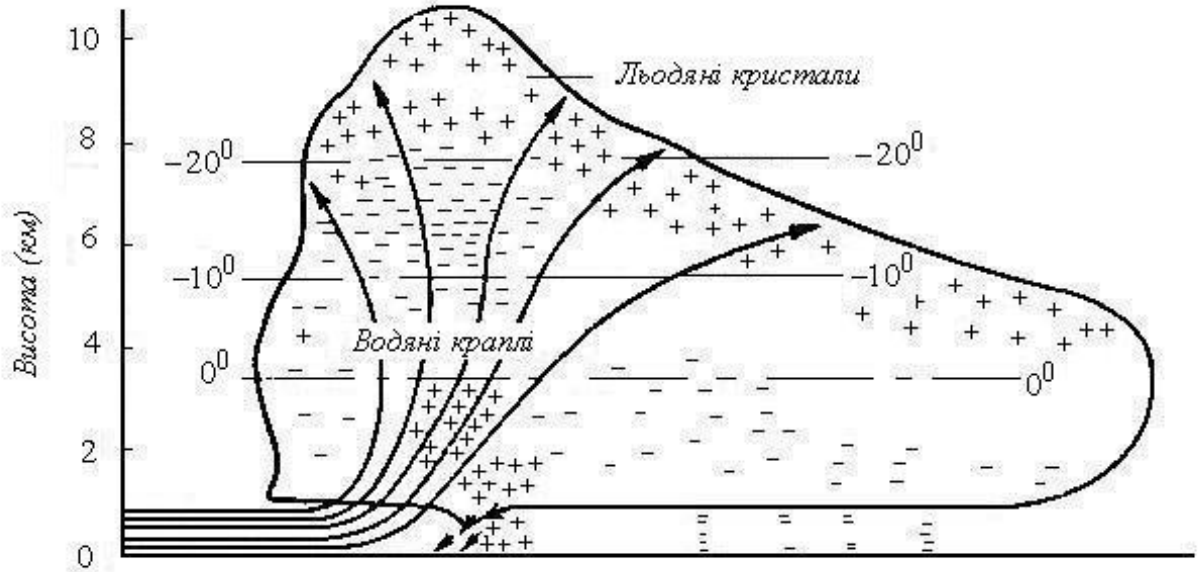


Рис. 2.5 – Розподілення зарядів в грозовій хмарі

У верхній частині хмари (звичайно вище ізотерми $-12\,^0$C) переважають позитивні заряди. В нижній частині хмари зосереджені в основному негативні заряди.

Під впливом вертикальних рухів відбувається розділення зарядів у хмарі з переважанням позитивних у верхній частині і негативних – у нижній. Ці заряди формують електричне поле напруженістю до 10^5 В/м. Більш високі значення $E \approx 10^6$ В/м, які необхідні для виникнення блискавок, виникають під дією макромасштабної турбулентності. Тоді починаються розряди всередині хмари, між сусідніми хмарами і розряди на землю.

2.5.1 Види блискавок

Блискавки – іскрові розряди, що спостерігаються в атмосфері, поділяються на:

1. Лінійні (різновиди: розгалужені, стрічкові, ракетоподібні),
2. Плоскі,
3. Кулясті,
4. Чоткові.

Найчастіше зустрічаються лінійні блискавки. В середньому за 1 день на земній кулі спостерігається 44000 гроз, а кожну секунду – 270 блискавок, з них 50 між хмарою та землею, 220 – між хмарама.

Іскровий пробій шару повітря звичайно виникає між нижньою позитивно зарядженою областю і середньою, негативно зарядженою частиною хмари, де найбільш часто напруженість поля досягає пробійних значень. Величина пробійної напруженості сильно залежить від того, наскільки однорідна поверхня під хмарою. Із збільшенням неоднорідності пробійна напруженість зменшується. Сила струму при іскровому розряді різко зростає за рахунок іонізації повітря по всьому каналу розряду. Такий розряд називають самостійним, оскільки сила струму в ньому не залежить від початкової концентрації іонів, на відміну від струму провідності. Іскровий розряд складний (рис. 2.6).

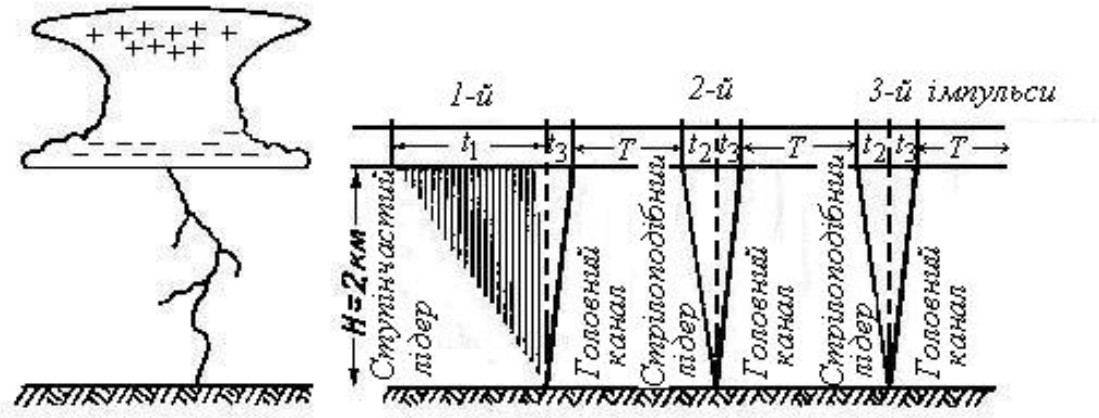


Рис. 2.6 – Схема розвитку блискавки між хмарою і землею

На першій стадії іскровий розряд складається з окремих розрядів – стримерів – мережі провідних ниток. Вільні електрони, які завжди є в повітрі, і фотони іонізують повітря у вузьких каналах, вибираючи напрями, де провідність найбільша, і просуваючись ступенями завдовжки 50-60 м. Об'єднання декількох стримерів створює ступінчастий лідер, який прокладає сильно іонізований канал від хмари до землі, начебто спускаючись сходинками, зупиняючись після кожної сходинки на 30-50 мкс. Загальний час проходження ступінчастого лідера $t \approx 0{,}05$ с. Коли він досягає землі, виникає головний зворотний імпульс – від землі до хмари переноситься позитивний заряд. За цим розрядом іде слідом новий лідер, з більш високої точки хмари, він йде вже по прокладеному каналу, тому менш звивистий, проходить у 100 разів швидше, і називається стрілоподібний лідер. Його зворотний удар також переносить в хмару позитивний заряд. Провідна мережа кожного разу буде розташовуватися вище попередньої і викликатиме наступний зворотний удар. Процес продовжується до тих пір, поки стримери не викачають з хмари весь негативний заряд. Кожна така блискавка – грозовий розряд – складається з декількох імпульсів. Тривалість блискавки в середньому становить $0{,}2$ с, $t_{\max} \approx 1{,}5$ с. Середня довжина блискавки – декілька км, діаметр каналу – 15-20 см. Температура каналу миттєво підвищується до 15000-20000К, підвищення тиску під дією температури і вибух гримучого газу створюють ударну хвилю, яка сприймається як грім. Частота коливань 20 Гц, а швидкість виникаючої хвилі $\upsilon = 20{,}1\sqrt{T_v}$ – практично рівна швидкості звуку (T_v – віртуальна акустична температура), при $T_v = 273$ К $\upsilon = 331{,}8$ м/с, радіус чутності 15-20 км. Величина струму в каналі під час головного зворотнього удару досягає декількох кілоампер ($i \approx 10^5$ А).

Якщо перерва між імпульсами, а їх в одному розряді в середньому 3-5, виявиться дуже великою, наприклад 0,1с (тоді як в середньому ця перерва складає 0,03с), то лідер наступного розряду буде знову ступінчастим.

В деяких випадках, якщо на земній поверхні є високі загострені предмети, що створюють згущення ізопотенціальних ліній і, отже, високу напруженість, одночасно з лідером від хмари спостерігається розвиток позитивних ступінчастих лідерів від цих предметів. На землі головний розряд тоді починається у момент зустрічі цих лідерів. Цей розряд більш тривалий і не має повторних імпульсів.

Плоска блискавка – це коронний розряд на хмарних елементах, червонувате безшумне свічення значної товщі грозової хмари, яка спалахує на мить.

Найзагадковішим, маловивченим явищем виявляється куляста блискавка.

Про природу кулястої блискавки існують лише гіпотези. За гіпотезою Я.І. Френкеля – це кулястий вихор суміші пилу і диму з хімічно активними газами. Він електрично нейтральний і здатний на тривале самостійне існування. Куляста блискавка здатна обходити перешкоди. Вибух кулястої блискавки по гіпотезі Френкеля – це наслідок існування верхньої і нижньої меж концентрації різних речовин, що входять в її склад, при яких вони реагують один з одним або перестають реагувати. Хімічна реакція йде з величезною швидкістю, коли вона закінчується – це і є вибух кулястої блискавки. Проте ця гіпотеза не пояснює походження її енергії та проникнення блискавки у герметично закриті приміщення.

Діаметр кулястої блискавки біля земної поверхні 10-15 см, ця куля яскраво світиться, має різне забарвлення (біла, червонувата), поволі переміщується, начебто пливе, іноді має форму груші. Існує від частки секунди до кількох хвилин. На деякій висоті в атмосфері спостерігалися кулясті блискавки діаметром до кількох метрів. При русі вона видає шиплячий звук або дзижчить. Зникнення її супроводжується слабким тріском або сильним вибухом, що приводить до руйнувань (Ріхман Г.В. загинув від вибуху такої блискавки).

За гіпотезою П.Л. Капіці, енергією кулястої блискавки є енергія радіовипромінювань у метровому і дециметровому діапазонах, які виникають при атмосферних розрядах. Виникає вона під впливом потужного коливального процесу в електричному полі хмари або поблизу земної поверхні. На користь цієї гіпотези говорить здатність кулястої блискавки проникати у приміщення через димарі, щілини, рухатися уздовж дротів, з'являтися несподівано з телефонних і телеграфних апаратів і навіть проникати в герметизований реактивний літак. Вибух її відбувається при раптовому припиненні притоку енергії, тоді виникає явище миттєвого здавлювання сфери розрідженого іонізованого повітря.

Чоткові блискавки – це декілька десятків кулястих утворень, розташованих уздовж каналу лінійної блискавки на відстані близько 1 метра одна від одної. Діаметр їх декілька сантиметрів, час існування не більше 1 секунди.

За рахунок грозових розрядів земна поверхня одержує негативні заряди, але позитивні заряди також можуть мати місце, коли блискавка починається від земної поверхні. Імовірність таких розрядів складає 25%.

2.5.2 Тихі розряди

Під час грози і у випадках, коли напруженість електричного поля в атмосфері стає особливо високою (шквали, бурі сніжні і піщані і т.п.), нерідко спостерігаються особливого роду розряди, що світяться. Вони виникають на вістрях і гострих кутах предметів, наприклад, на кутах будівель, вершинах дерев, виступаючих частинах гірських скель і т.п. Ці розряди відомі під назвою вогні святого Ельма. Вони, як правило, супроводжуються потріскуванням і шипінням.

Тихі розряди є китичною формою коронного розряду. При збільшенні напруженості поля до деякого критичного рівня над електродом з'являється голубувате свічення, струм на вістрях збільшується до мікроампера і більше. Посилення струму і свічення є слідством іонізації молекул і атомів під впливом прискорення іонів сильним електричним полем. Навкруги вістря з'являється китицевидний конус, що складається з тонких ниток, які світяться, – китичний розряд.

При позитивному заряді вістря (позитивна корона) розряд має вигляд конуса з кутом при вершині (кінець вістря) близько 90^0. Розміри китичок по довжині ниток іноді досягають 15 см. При негативному знаку заряду розміри корони значно менші, вона вужча, довжина її ниток складає 2-3 см.

Як показали спостереження, ці струми переносять до землі переважно негативний заряд, і хоча величина струмів з вістря звичайно складає декілька мікроамперів, величина негативного заряду, який вони переносять до земної поверхні, значно (за деякими даними в десятки разів) перевищує заряди, що приносяться блискавками.

2.6 Електричне поле верхніх шарів атмосфери

2.6.1 Іоносфера

На великих висотах (вище 40 км) основними іонізаторами є ультрафіолетове і рентгенівське випромінювання Сонця, а при високій

активності Сонця і його корпускулярне випромінювання. Залежно від співвідношення процесів іонізації і рекомбінації формується поле концентрації іонів. Усереднена за великою площею і часовим інтервалом концентрація іонів складно змінюється з висотою. На великих висотах, де густина атмосфери мала, тривалість життя іонів велика, що і визначає високу провідність цієї частини атмосфери. Цю іонізовану область атмосфери називають іоносферою.

В атмосфері існують максимуми концентрації іонів у тропосфері і нижній стратосфері. Перший максимум спостерігається поблизу земної поверхні, де іонізація відбувається за рахунок радіоактивних елементів земної кори, другий – на висоті 14-18 км – за рахунок космічного проміння, потім концентрація іонів убуває з висотою приблизно до рівня 40 км. Вище за цей рівень починається її швидке зростання, і на висоті 60-80 км концентрація досягає максимуму – $N = 1 \div 3 \cdot 10^3$ см$^{-3}$. Цей шар іоносфери називається шар D (табл. 2.1), а його висоту (60 км) прийнято вважати нижньою межею іоносфери.

Таблиця 2.1 – Основні характеристики іоносфери

Шар	z_m	T, К	n, см$^{-3}$	N, см$^{-3}$		Ніч
				День		
				соняч. активність		
				макс.	мін.	
D	70	220	$2 \cdot 10^{15}$	$3 \cdot 10^3$	$1{,}5 \cdot 10^2$	10
E	110	270	$1{,}6 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^5$	$1{,}5 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^3$
F_1	180	800-1500	$1{,}5 \cdot 10^{10}$	$5 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10$	$4 \cdot 10^3$
F_2 зима	220-280	–	$(2...5) \cdot 10^9$	$2{,}5 \cdot 10^6$	$6 \cdot 10^5$	10^3
F_2 літо	250-320	1000-2000	$(1...3) \cdot 10^9$	$8 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^5$	$(2...5) \cdot 10^3$

Примітка: z_m – висота, на якій концентрація іонів досягає максимуму, T – температура повітря у Кельвінах, n – число молекул в 1 см^3, N – число іонів в 1 см^3.

Шар D існує тільки вдень внаслідок іонізації молекул NO ультрафіолетовою радіацією, молекул N_2 і O_2 космічним промінням.

Шар E спостерігається цілодобово і виникає під впливом іонізації O_2, N_2 і O ультрафіолетовим і рентгенівським випромінюваннями Сонця. Шар F_1 за своїми властивостями і умовами утворення близький до шару E; максимум концентрації іонів в ньому досягається в місцевий

полудень. Значним сезонним і добовим коливанням піддається висота і концентрація іонів в шарі F_2 ($z_m \approx 220-320$ км). В утворенні цього шару основну роль відіграє ультрафіолетова радіація і корпускулярне випромінювання Сонця.

Всі шари іоносфери неоднорідні по горизонталі, всередині них спостерігаються окремі об'єми підвищеної концентрації. Вони існують на протязі кількох годин і переміщаються всередині шару зі швидкістю 40-70 м/с. Особливо посилюється неоднорідність шарів при високій сонячній активності.

Найінтенсивніші збурення називаються іоносферними або іоносферно-магнітними бурями, які сильно впливають на розповсюдження радіохвиль і якість радіозв'язку на коротких хвилях. Іоносфера для електромагнітного випромінювання є середовищем зі зниженою оптичною густиною в порівнянні з неіонізованими шарами. У зв'язку з цим електромагнітні хвилі в іоносфері заломлюються, відхиляючись від нормалі до поверхні. Це відхилення тим більше, чим більша концентрація іонів.

Якщо на деякий висоті електронна концентрація виявиться достатньо великою, проміння відхиляється від нормалі на 90^0 і, зазнавши на цій висоті відбиття, повертається назад до земної поверхні. Частота електромагнітних хвиль і концентрація іонів за умови, коли показник заломлення стає рівним нулю і промінь повертається до землі, зв'язані співвідношенням:

$$N = \frac{m\pi}{e^2} f_{кр.}{}^2 \text{ або } N = 1{,}24 \cdot 10^{-2} f_{кр.}{}^2 \text{ м}^{-3}, \qquad (2.19)$$

де e і m – заряд і маса електрона,

$f_{кр.}$ – критична частота хвилі, яка відбивається при відповідній концентрації іонів у шарі.

По значеннях $f_{кр.}$, при яких припиняється відбиття, знаходять відповідні значення $N_{макс.}$, а за часом, за який сигнал проходить шлях до рівня відбиття і назад, визначають висоту розташування максимуму концентрації, використовуючи формулу:

$$h = \frac{c_0 \Delta t}{2}, \qquad (2.20)$$

де c_0 – швидкість світла в вакуумі,

Δt – час проходження сигналу від землі до шару відбиття і назад. Довжина хвилі сигналу λ пов'язана з її частотою рівнянням $\lambda = \frac{c_0}{f}$.

Таким чином, виявляється, що хвилі великої довжини проникати в іоносферу не можуть, вони відбиваються вже в низьких шарах іоносфери. Хвилі короткого діапазону викривлятимуться в тих шарах іоносфери, де $N > 10^5$ см$^{-3}$. Лише ультракороткі хвилі з довжиною хвилі менше 10 м можуть пронизати іоносферу і проникати за її межі.

2.6.2 Полярні сяйва

Полярні сяйва є особливою формою свічення, що відбувається у високих шарах атмосфери. Вони виникають у результаті взаємодії заряджених частинок космічного походження з частинками верхньої атмосфери в магнітному полі Землі. Спостерігаються вони, головним чином, в полярних країнах, значно рідше в середніх широтах і, як виняток, у низьких.

В помірних і низьких широтах вони можливі при сильних магнітних бурях.

Форми полярних сяйв різноманітні і вельми барвисті. Вони діляться на дві основні групи:

1. форми променистої структури;
2. форми, що променистої структури не мають.

До першої, дуже рухомої групи, відносяться:

корона – промениste свічення поблизу магнітного полюса,

проміння – одиночні або у вигляді пучків,

драпрі – проміння у вигляді звисаючої і рухомої завіси.

Друга група полярних сяйв:

дуги – смуга, що світиться, уздовж магнітної паралелі;

смуги – менш однорідні за яскравістю, ніж дуга, уздовж яких помітні рухи;

пульсуючі поверхні – у вигляді хмари, що світиться, інтенсивність цього світіння змінюється.

Більшість полярних сяйв – кольорові. Переважають зеленувато-жовтий, червоний, зустрічаються також голубий і фіолетовий кольори. При цьому кольори досить швидко змінюються, особливо в рухомих формах.

Інтенсивність полярних сяйв перевершує нормальне свічення нічного неба в 3-4 рази. Вона оцінюється за допомогою наступної шкали:

I – яскравість Чумацького шляху;

II – яскравість перистих хмар, освітлених Місяцем;

III – яскравість купчастих хмар, освітлених Місяцем;

IV – освітленість земної поверхні в період повного місяця.

Сяйва I і II класів – безбарвні, III і IV – кольорові.

Нижня межа звичайних полярних сяйв (зеленого кольору) розташовується на висоті 80-150 км. В періоди високої сонячної активності полярні сяйва червонуватого забарвлення можуть виникати на висотах вище 250 км. Ширина дуг близько 20 км, смуг і драпрі – до 80 км, проміння може розповсюджуватися вгору до висот кількох кілометрів.

Основною причиною виникнення полярних сяйв вважається вторгнення в атмосферу протонів з енергією порядку 10^{-17} Дж і електронів з енергією порядку 10^{-15} Дж.

Під впливом магнітного поля Землі електрони зі всіх областей рухаються у бік магнітних полюсів (географічні координати магнітних полюсів: 74^0 півн.ш., 101^0 з.д.; 68^0 півд.ш., 144^0 сх.д).

Протягом доби максимальна повторюваність полярних сяйв спостерігається біля півночі, протягом року – в рівноденні місяці березень і вересень. Основна зона їх частої появи розташована на віддаленні $20\text{-}25^0$ від магнітних полюсів.

2.6.3 Радіаційний пояс Землі

Одне з найбільших геофізичних відкриттів XX століття – виявлення в навколоземному просторі зон, в яких концентруються захоплені магнітним полем Землі частинки високих енергій – електрони і протони корпускулярного випромінювання Сонця.

Ці зони отримали назву внутрішнього і зовнішнього радіаційних поясів Землі (рис.2.7). Стан радіаційного пояса тісно пов'язаний з такими глобальними процесами, як магнітні бурі, полярні сяйва і т.д.

Рис. 2.7 – Радіаційний пояс Землі

Аналіз рівняння руху зарядженої частинки в неоднорідному магнітному полі показує, що частинка бере участь у трьох видах рухів:

а) обертальному навкруги магнітної силової лінії,

б) коливальному уздовж цієї лінії між дзеркальними точками північної і південної півкуль,

в) зональному або дрейфовому в західному або східному напрямах залежно від знака заряду частинки (рис. 2.8).

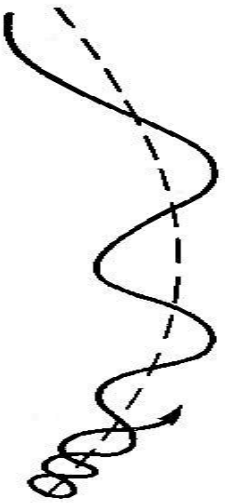


Рис. 2.8 – Траєкторія частинок в магнітному полі Землі

Структура поясу – його форма, розміри, розподіл в просторі захоплених електронів і протонів складний і мінливий в часі. Внутрішня межа радіаційного пояса в площині геомагнітного екватора знаходиться на висоті 600 км в західній півкулі і 1600 км – в східній (Австралія). З наближенням до геомагнітних полюсів вона зменшується і на широті 75-80^0 складає 100 км. Висота зовнішньої межі пояса також зростає зі зменшенням широти і вдень над екватором розташовується на відстані 10 радіусів від центру Землі, а вночі на віддаленні близько 8 радіусів від центру Землі.

В будові радіаційного пояса виділяють кілька зон з максимальним потоком протонів і електронів:

1) внутрішня зона – область протонів з енергією, більшою за $5 \cdot 10^{-12}$ Дж, вона розташована на відстані 1,5 радіуси від центру Землі;

2) зовнішня зона – область електронів з енергією, більшою за $8 \cdot 10^{-14}$ Дж, максимум концентрації на віддаленні 3,5-5,5 радіуса від центру Землі;

3) крайня зона – область електронів малих енергій з середнім значенням 10^{-16} Дж, внутрішня межа цієї зони співпадає з зовнішньою межею магнітосфери.

3 АТМОСФЕРНА АКУСТИКА

3.1 Звукові хвилі

Акустичні хвилі в атмосфері відносяться до типу механічних хвиль, на відміну від електромагнітних. Як і будь-який хвильовий рух, вони є функцією часу і простору, можуть затухати, інтерферувати, відбиватися від стінки. Звукові хвилі є хвилями стиснення (або подовжніми), частинки газу коливаються вперед і назад у напрямі руху хвилі. Швидкість їх руху не залежить від довжини хвилі, саме тому звуки сприймаються в тій послідовності, в якій вони створюються джерелом. Якби короткі хвилі розповсюджувалися швидше ніж довгі, замість звуків музики ми чули б різкий уривистий шум. І звук, і світло рухаються в повітрі із швидкістю, майже незалежною від частоти.

Розповсюдження звукової хвилі можна пояснити законами механіки. Вперше звук був пояснений Ньютоном. Коли яке-небудь тіло переміщається у повітрі, виникає збурення, яке і розповсюджується по повітрю. Якщо тіло рухається поволі, повітря лише обтікає його. Нас же цікавить швидкий рух, коли повітря не встигає обійти навколо тіла. Швидкий рух тіла викликає зміну тиску, що штовхає навколишні шари повітря. Ці шари теж стискаються, знову виникає надмірний тиск і так починає розповсюджуватися хвиля. Зсув повітря в звуковій хвилі приводить не тільки до зміни тиску, але і до зміни густини.

Розглянемо хвилю в одному вимірюванні по осі x. На достатньому віддаленні від джерела фронт хвилі є площиною. Позначимо зсув звукової хвилі χ. Для одновимірної задачі зсув χ залежатиме лише від «x» і «t». При звуковій хвилі довжина вільного пробігу молекул, що переходять з області великого тиску і більшої густини в область меншого тиску, повинна бути на багато меншою за відстань між гребенями і западинами тиску. Якщо молекули просто переходять з області з більшою густиною в область з меншою густиною, звук не виникає, просто зрівнюється густина. Для звукової хвилі потрібно, щоб молекули, вилетівши з області з великим тиском, передавали імпульс молекулам, що знаходяться в області розрідження.

Акустичні коливання це коливання з малими амплітудами, а середовище, де ці пружні коливання розповсюджуються – атмосфера – не володіє пружністю форми, її пружні сили зводяться до рівномірного гідростатичного тиску. Зміни тиску – це і є реакція пружних сил на рух в атмосфері. При стисненні надмірний тиск вважається позитивним, при розширенні $\Delta P < 0$. Зміни тиску в звуковій хвилі дуже невеликі, наприклад $\Delta P = 2 \cdot 10^{-4}$ гПа. Це відповідає досить значному, гучному звуку в 60 дб або в системі СІ 6 Вт/м^2 ($i = 2 \cdot 10^{-2}$ Па$\cdot 300$ м/с $= 6$ Вт/м^2).

Стара назва сили звуку в 1 Вт/м2 – бел, 0,1 Вт/м^2 – децибел. При інтенсивності звуку 12 Вт/м^2 (120 дб) людина відчуває біль у вухах. Людське вухо сприймає звукові хвилі частотою від 40 до 20000 Гц.

3.2 Хвильове рівняння

Отже, ми розглядаємо рух хвилі в одновимірному просторі в горизонтальному стовпі повітря площиною 1м^2, зсув повітря $\chi(x,t)$. В цьому горизонтальному стовпі повітря рухатиметься газ і це призведе до зміни його густини, зміна густини призведе до зміни тиску, а нерівномірний тиск викликає рух. В однорідному нерухомому середовищі хвильове рівняння для одновимірної задачі має вигляд:

$$\frac{\partial^2 \chi}{\partial t^2} = c_s^2 \frac{\partial^2 \chi}{\partial x^2}. \tag{3.1}$$

Розповсюдження звуку в середовищі по всіх напрямах запишеться:

$$\frac{\partial^2 \chi}{\partial t^2} = c_s^2 \nabla^2 \chi, \tag{3.2}$$

де $c_s^2 = \left(\frac{dp}{d\rho}\right)_0$,

∇^2 – оператор Лапласа,

c_s – швидкість розповсюдження звукової хвили.

Індекс «0» – це ознака однорідного середовища.

Звук може розповсюджуватися в усі боки. Звукова хвиля рухається з постійною швидкістю і два різні коливання можуть вільно проходити один скрізь одного.

3.3 Швидкість звуку в нерухомому середовищі

В нерухомому середовищі можна представити два варіанти розповсюдження звукових коливань:

1. Процес протікає ізотермічно – настільки поволі відбуваються коливання, що між місцями стиснення і розрядки в хвилі температура встигає вирівнюватися (гіпотеза Ньютона).

2. Коливання настільки швидкі, що процес відбувається адіабатично (період менше 1с), тобто температура змінюється зі зміною тиску (гіпотеза Лапласа).

В першому випадку, як вважав Ньютон, тобто при ізотермічному процесі

$$c_S = \sqrt{\frac{P}{\rho}}, \tag{3.3}$$

де c_S – швидкість звуку,

P і ρ – тиск і густина повітря.

За формулою (3.3), при $P = 1013$ гПа і $T = 273$ К, $c_s = 280$ м/с, що менше спостережуваної величини.

Лаплас вважав, що в звукових хвилях потік тепла з області згущення в область розрідження дуже малий, ним можна нехтувати. Це справедливо, коли довжина хвилі велика в порівнянні з довжиною вільного пробігу молекул. Якщо ж вони близькі за розміром, то такі довжини хвиль в мільйон раз менші довжини хвилі чутного звуку.

Визначимо швидкість звуку при адіабатичному процесі. Адіабатичний процес – окремий випадок політропічного процесу.

Рівняння політропи $PV^{\gamma} = const$, $V = \frac{1}{\rho}$, тобто $P = a \cdot \rho^{\gamma}$,

де γ – показник політропи,

$a - const$.

$\gamma = 0$ при ізобаричному процесі,

$\gamma = 1$ при ізотермічному процесі,

$\gamma = \frac{c_p}{c_v} = æ$ при адіабатичному процесі (æ=1,405).

Рівняння політропи у вигляді $P = a \cdot \rho^{\gamma}$ – диференціюємо по ρ:

$$\frac{dP}{d\rho} = a \cdot \gamma \cdot \rho^{\gamma - 1}, \quad \rho^{\gamma - 1} = \frac{\rho^{\gamma}}{\rho}, \qquad \text{звідки:}$$

$$\frac{dP}{d\rho} = \frac{a \cdot \gamma \cdot \rho^{\gamma}}{\rho} = \frac{\gamma \cdot P}{\rho} \qquad \text{тому}$$

$$c_S = \sqrt{\gamma \frac{P}{\rho}}; \tag{3.4}$$

якщо $\gamma = 1$, то за Ньютоном (3.3) $c_S = \sqrt{\frac{P}{\rho}}$,

якщо $\gamma = æ$, то за Лапласом $c_S = \sqrt{æ \frac{P}{\rho}}$. (3.5)

Оскільки $P = \rho \frac{R^*}{\mu} T$, де μ – відносна молекулярна маса газу, то $c_S = \sqrt{æ \frac{R^*}{\mu} T}$. Звідси видно, що швидкість звуку залежить лише від природи газу $(æ, \mu)$ і його температури.

3.4 Швидкість звуку в атмосфері

3.4.1 Залежність швидкості звуку від температури і вологості повітря

Аналізуючи формулу для швидкості звуку у застосуванні до атмосфери, слід помітити, що $æ$ – величина, яка залежить від вологості, отже, і швидкість звуку c_S залежить від вологості повітря.

$$æ = æ_c \frac{1 + 0{,}280 \frac{e}{P}}{1 + 0{,}393 \frac{e}{P}}, \tag{3.6}$$

де $æ_c$ – стала для сухого повітря.

ρ – залежить і від вологості і від температури повітря, тому:

$$\rho = \rho_0 \frac{273\left(1 - 0{,}378 \frac{e}{P}\right)}{T} = \rho_0 \frac{T_v}{T}, \tag{3.7}$$

де T_v – віртуальна температура.

Швидкість звуку для сухого повітря при $T = 273\,\text{К}$:

$$c_{s,0,сух} = \sqrt{1,405\frac{8,31\cdot 10^3}{28,97}273} = 331,8 \text{ м/с.}$$

Для сухого повітря, але при будь-якій температурі

$$c_{s,T,сух} = \sqrt{1,405\frac{8,31\cdot 10^3}{28,97}T} = 20,1\sqrt{T}\,. \qquad (3.8)$$

Для врахування вологості повітря у формулу для c_s підставляють віртуальну акустичну температуру $T_{v,a}$:

$$T_{v,a} = T\left(1+0,275\frac{e}{P}\right), \qquad c_s = c_{0,сух.}\sqrt{\frac{T_{v,a}}{273}} = 20,1\sqrt{T_{v,a}}\,.$$

Звідси випливають такі висновки:

1. Швидкість звуку в явному вигляді не залежить від густини повітря.
2. В сухому повітрі швидкість звуку зі збільшенням температури на 1^0 збільшується приблизно на $0,6\,\text{м/с}$.
3. У вологому повітрі швидкість c_s залежить від відношення $\frac{e}{P}$, а не від самих величин, взятих окремо.
4. З молекулярної точки зору швидкість звуку є середня швидкість молекул, помножена на деяку величину $\frac{kT}{m} \sim c_s = \sqrt{\frac{1}{3}\upsilon^2}$, де k – газова стала для однієї молекули, стала Больцмана; m – маса молекули; υ – середня швидкість молекул.
5. Приблизно швидкість звуку дорівнює половині середньої швидкості молекул.
6. Якщо врахувати залежність швидкості звуку від температури і вологості повітря,

$$c_s = 331 + 0,6t + 0,07e\,. \qquad (3.10)$$

3.4.2 Швидкість звуку при вітрі

Атмосфера не є нерухомим середовищем. Розглянемо, як впливає швидкість та напрям вітру на акустичну хвилю. Для простоти будемо вважати швидкість вітру постійною. Простежимо розповсюдження звукової хвилі в горизонтальній площині та розрахуємо її швидкість c'_S (рис. 3.1).

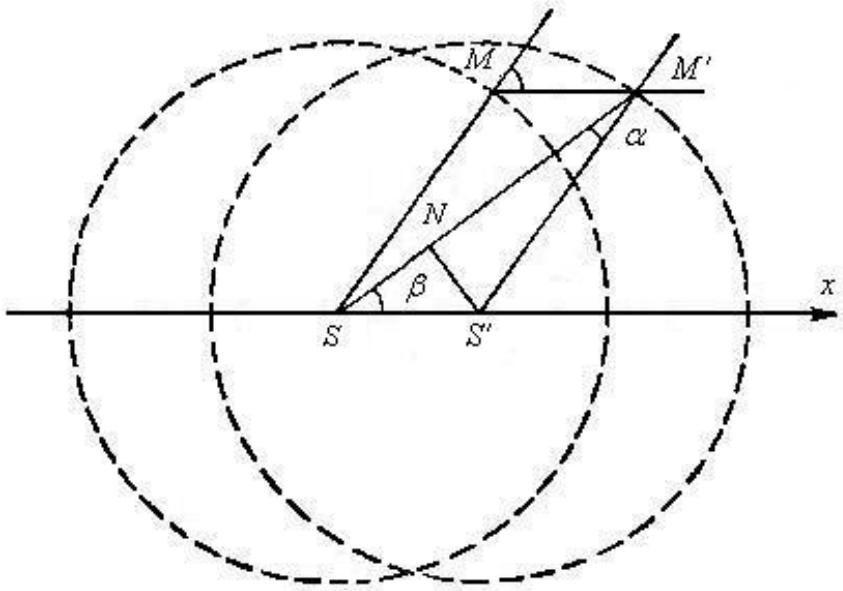


Рис. 3.1 – Розповсюдження звукової хвилі в горизонтальній площині при вітрі

S – джерело звуку, SM – шлях, який пройде звукова хвиля за час t, $SM = c_s t$; за цей же час вітер зсуне точку S в точку S'; $SS' = ut$.

З рисунка 3.1 $SM' = SN + NM'$,

$$SN = SS'\cos\beta, \quad NM' = S'M'\cos\alpha;$$

Тоді: $SM' = ut\cos\beta + c_s t\cos\alpha, \quad SM' = c'_s t,$

$$c'_s = u\cos\beta + c_s\cos\alpha. \qquad (3.11)$$

Оскільки кут α навіть при великих швидкостях вітру дуже малий, то $\cos\alpha \approx 1$, тому $c'_s = c_s + u\cos\beta$ – сумарна швидкість звукової хвилі та вітру.

Швидкість звуку за наявності вітру залежить від напряму вітру, коли все середовище переміщається вздовж осі x з швидкістю u ($\angle\beta$ – кут між напрямом вітру і напрямом на місцеположення спостерігача в точці M').

Спостережувана швидкість звуку c_{s_i} за наявності вітру залежить від напряму розповсюдження звуку по відношенню до напряму вітру; вона буде найбільшою у напрямі вітру і якнайменшою в протилежному напрямі.

3.5 Відбиття, заломлення й ослаблення звукового променя в атмосфері

У зв'язку з неоднорідністю атмосфери у вертикальному напрямі, та і в горизонтальному, швидкість звуку, залежна від температури, вологості, напряму і швидкості вітру, буде різною на різних ділянках свого шляху, тому і фронт хвилі змінюватиметься.

Оскільки в тропосфері температура з висотою убуває, то і швидкість звуку з висотою зменшується. В стратосфері температура росте, збільшується і швидкість звуку:

h, км	0	10-25	30	40	60
c_s, м/с	335	295	300	340	390

На поверхні поділу двох шарів в атмосфері, які розрізняються температурою або іншими властивостями, звукова хвиля може зазнавати відбиття і заломлення (рис. 3.2). Тут діють закони геометричної оптики:

1. Кут падіння i рівний куту відбиття $i_{відб.}$.
2. Із закону заломлення хвильової теорії:

$$\frac{\sin i}{\sin e} = \frac{c_{s1}}{c_{s2}}, \quad \frac{\sin i_2}{\sin e_2} = \frac{c_{s2}}{c_{s3}} \text{ і т.д.,}$$

де e – кут заломлення,

c_{s1}, c_{s2} і c_{s3} – швидкості звуку в шарах 1, 2, 3.. .

Тому що $e_1 = i_2$, $e_2 = i_3$ і т.д.

$$\frac{\sin i_1}{c_{s1}} = \frac{\sin i_2}{c_{s2}} = ... = \frac{\sin i_k}{c_{sn}} = const = \frac{\sin i}{c_s}. \qquad (3.12)$$

Це рівняння траєкторії звукового променя в атмосфері.

2. Падаюче, відбите і заломлене проміння лежить у площині перпендикулярній до площини поділу двох шарів.

3. Оскільки швидкість звуку мало залежить від довжини хвилі λ (окрім ультразвуку), то при заломленні не спостерігається дисперсія звуку. Якщо звук переходить із середовища, де його швидкість менша, в середовище, де швидкість більша (акустично менша густина), то промінь віддаляється від нормалі, тобто кут заломлення більший. Якщо це шар, де T вища (акустично менша густина середовища), то промінь вигинається опуклістю у бік більшої температури.

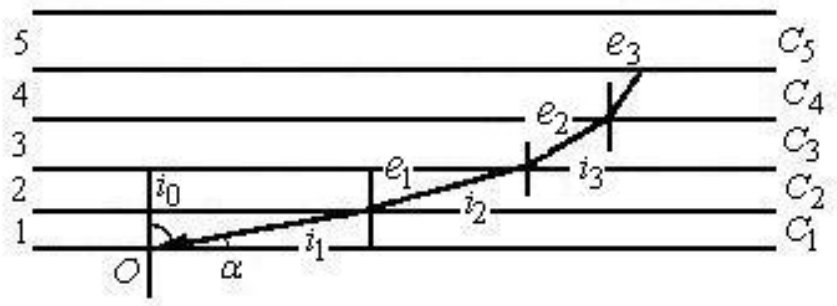


Рис. 3.2 – Траєкторія звукової хвилі у шарах атмосфери

Розповсюдження звукових хвиль в атмосфері супроводжується розсіянням енергії і сила звуку з віддаленням від джерела убуває за законом:

$$I = \frac{I_0}{r^2} e^{-2\alpha r},$$

де I_0 – сила звуку самого джерела,

r – відстань від джерела звуку,

α – коефіцієнт згасання амплітуди звукової хвилі ($\alpha \approx 3{,}5 \cdot 10^{-5}$ см$^{-1}$).

Якщо ввести в рівняння $P = e^{-2\alpha}$ – акустичний коефіцієнт прозорості, тоді:

$$I = \frac{I_0}{r^2} P^r . \qquad (3.13)$$

Причина ослаблення звуку – структурна неоднорідність середовища: наявність аерозолів, неоднорідність густини, температури, вітру, турбулентність, а в ідеальній атмосфері – це результат впливу в'язкості, теплопровідності, теплового випромінювання в середовищі.

Найбільше розсіювання відбувається на частинках, розмір яких менший за довжину звукової хвилі λ, і на вихорах (турбулентних), розмір яких $\approx \lambda$.

Чім більш однорідна і стійка атмосфера, тим менше в ній втрати енергії звуку (наприклад: вночі, взимку), вони менші також над водною поверхнею і над сніжним покривом.

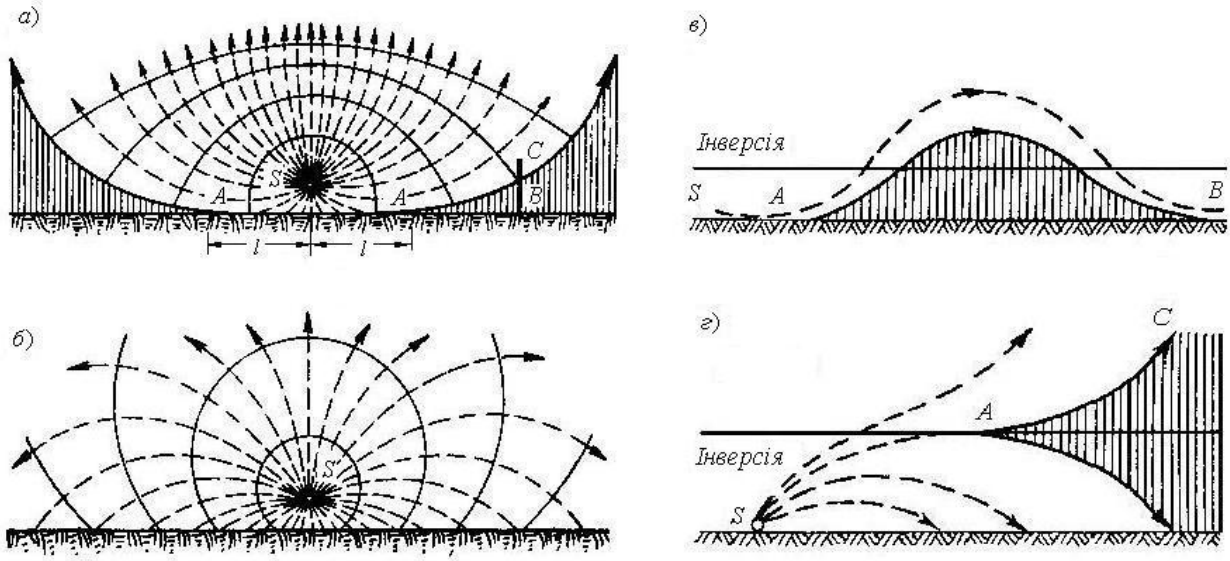
3.6 Траєкторія звукового променя в атмосфері

Траєкторію звукового променя будемо розглядати для різних випадків розповсюдження температури повітря в шарах атмосфери.

Оскільки зона з більш високою температурою для звукового променя є акустично менш щільною, то траєкторія променя залежить від вертикального градієнта температури в атмосфері.

При $\gamma > 0$ температура з висотою падає, промінь буде обернутий опуклістю до земної поверхні (рис. 3.3а).

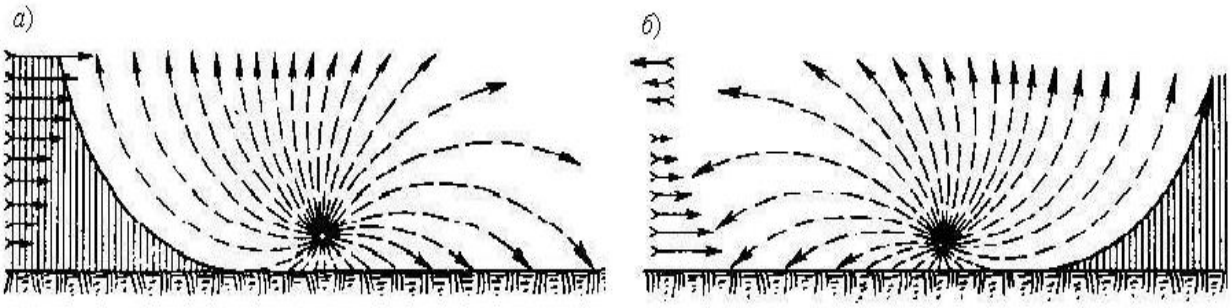
Якщо швидкість звуку з висотою убуває, звукові хвилі досягатимуть земної поверхні тільки на відстані l від точки проекції S – джерела звуку на земну поверхню. За межами зони $l - l$ спостерігатиметься зона мовчання, але на деякій висоті знову з'явиться зона чутності (точка C). В зоні приземної інверсії зони мовчання немає (рис. 3.3б). При складнішій зміні температури з висотою зони мовчання і чутності представлені на рис. 3.3в і рис. 3.3г.



а) – при пониженні температури з висотою;
б) – в шарі інверсії;
в) – при перетині нижньої межі піднятої інверсії;
г) – при перетині верхньої межі приземної інверсії.
Заштрихована область – зона мовчання; S – джерело звуку

Рис. 3.3 – Викривлення акустичного проміння

На рис. 3.4 представлені траєкторії звукової хвилі з урахуванням впливу вітру. Часто на напрям траєкторії хвилі зміна вітру впливає більше, ніж зміна температури. На рис. 3.4а зростання швидкості вітру з висотою створює зону мовчання з боку, звідки вітер віє. При ослабленні швидкості вітру з висотою і, особливо, зміни напряму на зворотний, зона мовчання утворюється у напрямі руху повітряного потоку (рис. 3.4б).



а) при посиленні вітру з висотою
б) при ослабленні вітру з висотою

Рис. 3.4 – Розповсюдження акустичних хвиль в повітрі

Коли джерела звуку мають велику інтенсивність, наприклад, особливо інтенсивні джерела звуку: вулканічні виверження, артилерійські стрільби, потужні вибухи, розповсюдження звукової хвилі складніше.

Навколо джерела звуку виникає поширена зона чутності, яка називається внутрішньою або нормальною. За її зовнішніми межами починається зона мовчання. Проте, за цією зоною звук знову стає складним – починається друга, зовнішня або аномальна зона чутності. Форма меж цих зон може суттєво відрізнятися від форми концентричних кіл. Вони можуть бути зсунуті в бік напряму вітру, мати розриви, значно відрізнятися силою звуку в різних точках зони. Іноді за другою зоною чутності і другою зоною мовчання звук знову стає чутним.

Такий розподіл зон може виникати тоді, коли звукові хвилі на значній висоті над джерелом звуку повертають назад до земної поверхні і створюють зовнішні зони чутності. Спостереження за розповсюдженням звукових хвиль в атмосфері показали, що швидкість звуку з висотою змінюється. Максимальна висота, якої досягають акустичні хвилі, становить майже 70 км.

ЛІТЕРАТУРА

Основна

1. Є.П. Школьний. Фізика атмосфери, Одеса, 1997. – 698 с.
2. Л.Т. Матвеев. Курс общей метеорологии. Физика атмосферы. – Л.: Гидрометеоиздат, 1984. – 750 с.
3. Г.Н. Тверской. Курс метеорологи. – Л.: Гидрометеоиздат, 1962. – 700 с.

Додаткова

1. Хромов С.П., Мамонтова Л.И. Метеорологический словарь – Л.: Гидрометеоиздат, 1974. – 568 с.
2. С.В. Зверева. Задачник по общей метеорологии. Атмосферная оптика. Электричество. Акустика. – Л.: Гидрометеоиздат, 1980. – 126 с.
3. В.А. Ковалев. Видимость в атмосфере и ее определение. Курс общей метеорологи. Физика атмосферы. – Л.: Гидрометеоиздат, 1988. – 214 с.

Навчальне видання

Борисова Світлана Володимирівна

ФІЗИКА АТМОСФЕРИ

Конспект лекцій

Підп. до друку 10.02.07 Формат 60x84/16 Папір офс.
Умовн. друк. арк. 6.7 Тираж 50 Зам. №

Надруковано з готового оригінал-макета

Одеський державний екологічний університет
65016, Одеса, вул. Львівська, 15