

Глава 5. ГЕОМАГНЕТИЗМ

Магнітні поля широко розповсюджені у Всесвіті. Їх мають Сонце, зірки, хмари плазми, що переміщуються у космічному просторі. Серед планет Сонячної системи лише Венера, Місяць і Плутон мають надзвичайно малі магнітні поля (або не мають їх зовсім).

Предметом геомагнетизму є установлення і теоретичне з'ясування особливостей структури і динаміки магнітного поля Землі (МПЗ), яке також називають геомагнітним полем. Магнітне поле відіграє виключну роль в житті нашої планети: воно захищає земну поверхню від проникнення високоенергетичних частинок сонячного вітру, що згубно впливають на живі істоти.

Геомагнетизм знаходить широке застосування при розв'язанні багатьох теоретичних і практичних задач. При пошуку корисних копалин магнітними методами визначаються геомагнітні аномалії, що зв'язані з покладами залізних руд. Вивчення історії палеомагнітного поля дозволило отримати цінну інформацію про будову та еволюцію Землі.

5.1. Основні фізичні відомості про магнітне поле

В класичній електродинаміці магнітне поле описується двома рівняннями Максвела

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \left(\frac{1}{c} \right) \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \left(\frac{4\pi}{c} \right) \vec{j},$$

(1.89)

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0,$$

(1.90)

де H – напруженість магнітного поля,

B – індукція магнітного поля,

D – зміщення (індукція) електричного поля,

j – густина електричного струму,

c – швидкість розповсюдження електромагнітного поля у вакуумі (електродинамічна стала), величина якої $c = 3 \cdot 10^8$ м/с = $3 \cdot 10^{10}$ см/с. Величини, що входять в рівняння в дужках, тут і в подальшому є коефіцієнтами системи СГСМ; в СІ їх треба покласти рівними одиниці. Оскільки система СГСМ в електромагнетизмі має низку переваг перед офіційно рекомендованою для вживання СІ, основні формули цього пункту наводитимуться в обох системах.

Вектор магнітної індукції \vec{B} пов'язаний з напруженістю магнітного поля \vec{H} і намагніченістю \vec{J} речовини співвідношенням

$$\vec{B} = \vec{H} + 4\pi \vec{J} \quad (\text{СГСМ})$$

(1.91-а)

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{J}), \quad (\text{СІ})$$

(1.91-б)

де $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$ Гн/м – магнітна стала.

Намагніченість речовини є об'ємною густиною його магнітного моменту \vec{p}_m , тобто

$$\vec{J} = \frac{d\vec{p}_m}{dV}.$$

(1.92)

Магнітний момент може створюватися як макрострумами, що перетікають через провідник, так і мікрострумами (за термінологією Ампера, *молекулярними струмами*), що перетікають

всередині макроскопічного тіла і спричиняють його намагнічений стан. В першому випадку він називається струмовим магнітним моментом і визначається формулою

$$\vec{p}_m = \left(\frac{1}{c} \right) IS \vec{n}_0,$$

(1.93-а)

де I - сила струму через контур,

S - площа контуру,

\vec{n}_0 - одинична нормаль до площі контуру, що визначається напрямом обходу цього контуру, який співпадає з напрямом струму. .

В другому випадку він зв'язується з *фіктивними магнітними зарядами* або *масами*, називається зарядовим магнітним моментом і визначається формулою

$$\vec{p}_m = q_m \vec{\ell},$$

(1.93-б)

де q_m - величина фіктивного магнітного заряду,

ℓ - відстань між поверхнями, що несуть на собі різнойменні фіктивні магнітні заряди (напрявлена від від'ємного заряду до додатного).

Магнітні заряди є фіктивними в тому розумінні, що реально не існує вільних магнітних зарядів, мас або полюсів (існування монополів Дірака експериментально поки що не доведене), але *магнітний диполь* як носій магнітного моменту є цілком реальним об'єктом і може бути вимірним експериментально за величиною моменту сили \vec{M} , що діє на нього з боку магнітного поля, згідно з формулою

$$\vec{M} = [\vec{p}_m, \vec{B}].$$

Згідно з теоремою Ампера, еквівалентність струмового і зарядового магнітних моментів означає еквівалентність контуру зі струмом і *магнітного листка* – тонкого тіла, що охоплюється контуром і має на поверхнях протилежні за знаком магнітні заряди. При товщині ℓ провідника зі струмом I , що охоплює площину S , поверхня такого листка характеризується поверхневою густиною магнітного заряду

$$\sigma_m = \left(\frac{1}{c} \right) \cdot \frac{I}{\ell},$$

де $\sigma_m = \frac{q_m}{S}$.

Репрезентація магнітного моменту у вигляді (1.93-б) обумовлена тим, що саме такий вигляд має формула для електричного дипольного моменту, що є реальним ансамблем різнойменних електричних зарядів. Введення магнітного заряду дозволяє використовувати для опису магнітостатичного поля, що створене намагніченими тілами, рівняння електростатики, замінюючи в них величину електричного заряду величиною магнітного заряду, а потім виразити його через магнітний момент за формулою (1.93-б).

У відсутності струмів провідності і зміщення магнітне поле є потенціальним. Дійсно, в цьому разі, як видно з рівняння (1.89), $\text{rot} \vec{H} = 0$, що є диференційною формою умови (1.32) потенціального характеру поля. В такому випадку, згідно з умовою (1.30), можна ввести скалярний магнітний потенціал U_m рівнянням

$$\vec{H} = -\text{grad} U_m.$$

(1.94)

Виходячи з аналогії між рівняннями електростатики і магнітостатики, репрезентуємо магнітний потенціал точкового магнітного заряду на відстані r від нього у вигляді

$$U_m = \frac{q_m}{r}.$$

(1.95)

Визначимо за допомогою магнітних зарядів магнітний потенціал і напруженість поля магнітного диполя, що репрезентований на рис. 1.11. Магнітні заряди диполя $+q_m$ і q_m , що знаходяться на відстані ℓ один від одного, створюють в точці O відповідні потенціали

$$U_{m(+)} = \frac{q_m}{r_2} \quad \text{і} \quad U_{m(-)} = \frac{-q_m}{r_1}.$$

Виражаючи r_1 і r_2 через ℓ , r і θ , отримаємо сумарний потенціал в точці O :

$$U_m = \frac{q_m}{r_2} - \frac{q_m}{r_1} = \frac{q_m}{\sqrt{r^2 + \left(\frac{\ell}{2}\right)^2 + r\ell \cos \vartheta}} - \frac{q_m}{\sqrt{r^2 + \left(\frac{\ell}{2}\right)^2 - r\ell \cos \vartheta}}.$$

При $\ell \ll r$ вираз для потенціалу спрощується:

$$U_m = \frac{q_m}{r} \left[\left(1 + \frac{\ell}{r} \cos \vartheta\right)^{-\frac{1}{2}} - \left(1 - \frac{\ell}{r} \cos \vartheta\right)^{-\frac{1}{2}} \right] = -\frac{q_m \ell}{r^2} \cos \vartheta.$$

З врахуванням формули (1.93-а) рівняння для магнітного потенціалу диполя набуває вигляду

$$U_m = -\frac{p_m}{r^2} \cos \vartheta. \quad (1.96)$$

Тепер знайдемо за формулою (1.94) напруженість магнітного поля диполя в геоцентричній системі координат, використовуючи оператор grad у вигляді (1.7-а) і маючи на увазі, що це поле є аксіальносиметричним, і тому не залежить від азимутальної координати λ . Виконуючи диференціювання рівняння (1.96),

$$\text{отримаємо} \quad \vec{H} = 2 \frac{p_m \sin \varphi}{r^3} \vec{e}_r + \frac{p_m \cos \varphi}{r^3} \vec{e}_\varphi$$

(1.97)

Легко бачити, що в інваріантній формі це рівняння має вигляд

$$\vec{H} = 3 \frac{(\vec{p}_m \vec{r}) \vec{r}}{r^5} - \frac{\vec{p}_m}{r^3}. \quad (1.97-$$

а)

З формул (1.97), (1.97-а) випливає основна властивість магнітного поля, що створене магнітним диполем: воно зменшується обернено пропорційно кубу відстані від диполя і є аксіальне симетричним.

Магнітний момент макроскопічних тіл в більшості випадків виникає під дією зовнішнього магнітного поля, і намагніченість речовини, принаймні для слабомагнітних середовищ, є лінійною функцією напруженості поля, тобто

$$\vec{J} = \chi \vec{H},$$

(1.98)

де коефіцієнт пропорційності χ називається *магнітною сприйтливістю*. В системі СІ ця величина в 4π разів більша, ніж в системі СГСМ.

Магнітна сприйтливість χ зв'язана з величиною *магнітної проникності* μ (однаковою в обох системах одиниць) співвідношенням

$$\mu = 1 + (4\pi)\chi.$$

(1.99)

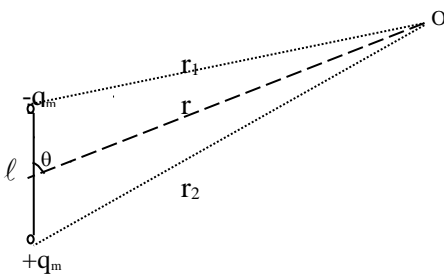


Рис. 1.11. Схема магнітного диполя

Рівняння (1.91-а), (1.91-б) можуть бути репрезентовані через магнітну проникність у вигляді

$$\vec{B} = \mu \vec{H}, \text{ (СГСМ)}$$

(1.100-а)

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}. \text{ (СІ)} \quad (1.100)$$

б)

Оскільки в геофізиці одні й ті ж електричні і магнітні величини подаються як в гаусовій системі СГС (в якій електричні величини репрезентовані в системі СГСЕ, а магнітні в СГСМ), так і в СІ, наведемо таблицю, в якій одиниці їх вимірювання репрезентовані паралельно. Гаусова система в даній таблиці позначається як СГС(Е,М)

Таблиця 1.6. Електричні та магнітні величини в системах одиниць СІ і СГС(Е,М)

Найменування електричної або магнітної величини	Символ величини	Найменування одиниці вимірювання величини і її умовне означення		Співвідношення між величинами СІ і СГС(Е,М)
		СІ	СГС(Е,М)	
Питомий опір	ρ	Ом на метр (Ом·м)	Одиниця СГСЕ (од. СГСЕ)	1 од. СГСЕ = = 8,98755·10 ⁹ Ом·м 1 Ом·м у 10 ⁻¹⁰ од. СГСЕ
Питома електропровідність	σ	Сіменс на метр (См/м, Ом ⁻¹ ·м ⁻¹)	Одиниця СГСЕ (од. СГСЕ)	1 од. СГСЕ = = 1,1265·10 ⁻¹⁰ См/м 1 См/м у 9·10 ⁹ од. СГСЕ
Магнітна індукція	B	Тесла (Тл)	Гаус (Гс)	1 Тл = 1·10 ⁴ Гс
Напруженість поля	H	Ампер на метр (А/м)	Ерстед (Е)	1 А/м = 4π·10 ⁻³ Е 1 Е = 79,5775 А/м
Магнітний момент	p_m	Ампер-квадратний метр (А·м ²)	Одиниця СГСМ (од. СГСМ)	1 А·м ² = 1·10 ³ од. СГСМ
Намагніченість	I	Ампер на метр (А/м)	Одиниця СГСМ/см ³ (од. СГСМ/см ³)	1 А/м = 1·10 ⁻³ од. СГСМ/см ³

Крім одиниць, що наведені у таблиці, в геофізиці використовується одиниці вимірювання напруженості магнітного поля, що називається *гама* (γ). $1\gamma = 10^{-5}$ Е.

5.1.1. Магнітогідродинамічні явища

Рух провідного середовища у магнітному полі супроводжується низкою специфічних ефектів, що вивчаються в рамках *магнітної гідродинаміки* – наукою, що є синтезом гідродинаміки і класичної електродинаміки. Класична електродинаміка оперує рівняннями Максвела (1.89), (1.90) і законом Ома для провідного середовища з питомою електропровідністю σ , що рухається зі швидкістю \vec{v} в магнітному полі напруженістю H . Цей закон відповідає загальному кінетичному рівнянню переносу (1.66) і має вигляд

$$\vec{j} = \sigma \left\{ \vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v}, \vec{H}] \right\} \quad (1.101)$$

(тут і в подальшому вживається система одиниць СГСМ). З рівнянь (1.89), (1.90) і (1.101) у відсутності струмів зміщення можна отримати рівняння для магнітного поля в рухомому провідному середовищі – *рівняння індукції*:

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \text{rot}[\vec{v}, \vec{H}] + \frac{c^2}{4\pi\sigma} \nabla^2 \vec{H}. \quad (1.102)$$

Перший член правої частини цього рівняння описує індукційний ефект, а другий – так звану *дифузію магнітного поля*. Остання назва зв'язана з тим, що при відсутності першого члена рівняння (1.102) формально співпадає з рівнянням дифузії типу (1.68), причому величина

$\frac{c^2}{4\pi\sigma} = D_{\mu}$ відіграє роль коефіцієнта дифузії, через що її називають коефіцієнтом магнітної

дифузії (через те що цей коефіцієнт має розмірність кінематичної в'язкості, його називають також *магнітною в'язкістю*). Фізичний зміст цієї величини полягає в тому, що вона описує теплові витрати при перетіканні індукційних струмів у провідному середовищі. Таким чином, зміна магнітного поля складається з його переносу рухомих середовищем і дифузії поля в це середовище, причому при великих значеннях електропровідності переніс перевершує дифузію.

Повна система рівнянь магнітогідродинаміки містить в собі також рівняння звичайної гідродинаміки у формі Нав'є – Стокса (2.26), а також рівняння неперервності (2.31). При цьому рівняння Нав'є – Стокса доповнюється членами, що відповідають об'ємній густині сили Лоренца або Ампера. Завдяки цьому рівняння (1.102), (2.26) і (2.31) взаємозв'язані між собою. Для середовищ з великою електропровідністю σ (плазма, рідкі метали, електроліти) з рівнянь магнітогідродинаміки випливає низка цікавих специфічних ефектів. Одним з найважливіших з них є „*вмороженість*” *магнітного поля* в рухоме провідне середовище. Наочна інтерпретація цього ефекту полягає в тому, що магнітні силові лінії нібито приклеєні до частинок рухомої рідини і захоплюються ними при русі. Фізична сутність цього ефекту полягає в тому, що у високопровідній (ідеальній) рідині електромагнітна індукція спричинює струм, що перешкоджає будь-якій зміні зовнішнього магнітного потоку через будь-який матеріальний контур. В рухомому середовищі це є слухним для будь-якого контуру, що утворений його частинками. Внаслідок цього магнітний потік через такий контур залишається незмінним, що й дало привід для вживання терміну „вмороженість” магнітного поля. Це дозволяє у багатьох випадках, не перебігаючи до громіздких розрахунків, за допомогою простих уявлень отримати якісну картину течій рідини і деформацій магнітного поля. Для цього треба лише розглядати магнітні силові лінії як пружні нитки, на які нанизані (приклеєні) частинки середовища. Більш точний розгляд цієї „пружної” дії магнітного поля на провідне середовище вказує, що воно зводиться до ізотропного „магнітного” тиску $p_B = BH/8\pi$, що додається до звичайного гідродинамічного тиску середовища p , і магнітного натягу $T_B = BH/4\pi$, що напрямлений вздовж силових ліній поля.

Наявність додаткових „пружних” напружень в МГД-середовищах призводить до специфічного коливного (хвильового) процесу – *магнітогідродинамічних хвиль Альвена* (МГД-хвиль), що являють собою поперечні коливання самого магнітного поля і механічні коливання провідної замагніченої рідини в магнітному полі, причому енергія цих коливань розподіляється порівну. Можна вважати, що вони обумовлені умовним натягом T_B силових ліній магнітного поля і (подібно пружним хвилям в натягнутій нитці) розповсюджуються вздовж ліній поля зі швидкістю

$$v_A = H \cdot (4\pi\rho)^{-1/2}.$$

(1.103)

Крім хвиль Альвена з МГД-теорії випливає також наявність течій провідної рідини вздовж довільного магнітного поля з такою ж швидкістю v_A . Ще одна група МГД-ефектів зв'язується з *магнітогідродинамічними розривами* – тонкими перехідними областями, де

відбувається різка зміна (стрибок) МГД-параметрів (тиску, ентропії, густини, швидкості течії, магнітного поля) або їхніх похідних. Такі розриви виникають при зіткненні двох потоків, обтіканні тіл (наприклад, при обтіканні планет сонячним вітром), зміні початкових та граничних умов, тощо. Специфічним для МГД-явищ є *обертальний розрив*, в якому вектор магнітної індукції, не змінюючись за абсолютною величиною, повертається на деякий кут навкруги нормалі до поверхні розриву. При цьому густина середовища не змінюється, але існує потік речовини через поверхню розриву. Магнітний натяг в цьому разі приводить середовище в стан руху таким чином, що обертальний розрив розповсюджується вздовж нормалі до поверхні зі швидкістю v_A , для якої в формулі (1.107) під H треба розуміти нормальну складову напруженості поля.

5.2. Основні характеристики магнітного поля Землі

Магнітне поле в будь-якій точці O земної поверхні характеризується магнітною

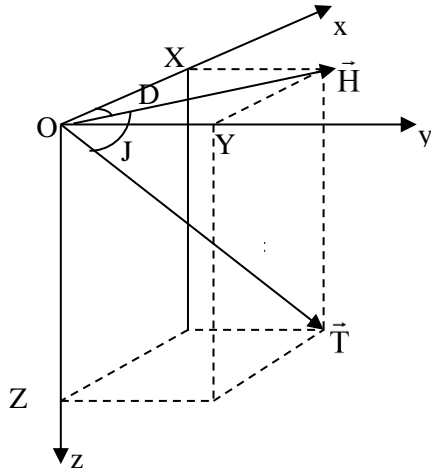


Рис. 1.12. Елементи земного магнетизму

індукцією B і напруженістю магнітного поля, що означається в геомагнетизмі літерою T (а не H , як це прийнято звичайно), а горизонтальна складова вектору \vec{T} означається \vec{H} (горизонтальна складова напруженості є вектором, оскільки вона має напрямок, що не залежить від обраної системи координат). Введемо в точці O прямокутну систему координат, де вісь x напрямлена на географічну північ, y – на схід, z – вертикально вниз (рис. 1.12). В північній півкулі Землі вектори геомагнітної індукції \vec{B} і напруженості \vec{T} геомагнітного поля напрямлені від денної поверхні в глибину Землі (донизу). Напрями цих векторів в ізотропних середовищах збігаються, а у системі СГСМ практично співпадають і їхні величини у слабомагнітних середовищах. Проекції \vec{T} на осі обраної прямокутної системи координат називаються північною (X), східною (Y) і вертикальною (Z) складовими геомагнітного поля. Вертикальна площина, в якій розташований вектор \vec{T} , називається *площиною геомагнітного меридіану*. Кут D між площинами географічного і геомагнітного меридіанів в певній точці земної поверхні називається кутом *магнітного схилення* (магнітним схиленням), а кут J між вектором напруженості \vec{T} геомагнітного поля і горизонтальною площиною вданій точці – кутом *магнітного нахилу* (магнітним нахилом). Величини D і J прийнято називати кутовими, а величини X , Y , Z , H – силовими елементами геомагнітного поля (або елементами земного магнетизму). Різні комбінації елементів, що названі, повністю визначають вектор \vec{T} в різних системах координат: (X , Y , Z) – у прямокутній системі, (Z , H , D) – у циліндричній системі і (T , D , J) – у сферичній системі.

Середня величина магнітної індукції близь земної поверхні складає $\sim 5 \cdot 10^{-5}$ Тл (0,5 Гс) а відповідна величина напруженості геомагнітного поля – біля 45 А/м (0,5 Е), змінюючись від 55,7 А/м (0,70 Е) на полюсах до 33,4 А/м (0,42 Е) на екваторі.

Постійне магнітне поле Землі має дипольну (в основному) та недипольну складові, про що детально йтиметься в наступному підрозділі. Вісь магнітного диполя складає кут $11,5^\circ$ з віссю обертання Землі, а точки перетинання віссю диполя земної поверхні називаються *геомагнітними полюсами*. Північний геомагнітний полюс розташований близь південного географічного полюса і має координати $\varphi = 78^\circ 31'$ південної широти, $\lambda = 109^\circ 59'$ східної довготи, а південний знаходиться в точці з координатами $\varphi = 78^\circ 31'$ північної широти, $\lambda = 70^\circ 01'$ західної довготи. Крім геомагнітних полюсів, існують ще й *магнітні полюси* – такі точки на поверхні Землі, де вектор індукції магнітного поля Землі напрямлений вертикально: донизу на південному магнітному полюсі і вгору – на північному. Магнітні полюси розташовані недалеко від геомагнітних і мають такі координати: $\varphi = 66^\circ 30'$ південної широти, $\lambda = 140^\circ$ східної довготи (північний магнітний полюс) і $\varphi = 75^\circ 31'$ північної широти, $\lambda = 99^\circ$ західної довготи (південний магнітний полюс). Саме на ці полюси вказує магнітна стрілка компасу і по відношенню до них вказується магнітне схилення.

Дипольне магнітне поле можна охарактеризувати геомагнітною широтою φ_m і геомагнітною довготою λ_m в системі координат, що зв'язана з віссю магнітного диполя. Як було вже вказано для „географічної” системи координат, полярний кут θ відрізняється від географічної широти на кут $\pi/2$, аналогічно геомагнітна широта $\varphi_m = \pi/2 - \theta$. З формули (1.97) видно, що вертикальна складова геомагнітного поля, яка напрямлена вздовж радіуса Землі,

$$Z = 2 \frac{p_m \sin \varphi}{r^3},$$

а горизонтальна, що лежить в площині меридіану,

$$H = \frac{p_m \cos \varphi}{r^3}.$$

Як видно з рис. 1.12,

$$\operatorname{tg} J = \frac{Z}{H} = 2 \operatorname{ctg} \vartheta = 2 \operatorname{tg} \varphi_m .$$

Отже магнітний нахил J і геомагнітна широта зв'язані між собою формулою

$$\operatorname{tg} J = 2 \operatorname{tg} \varphi_m .$$

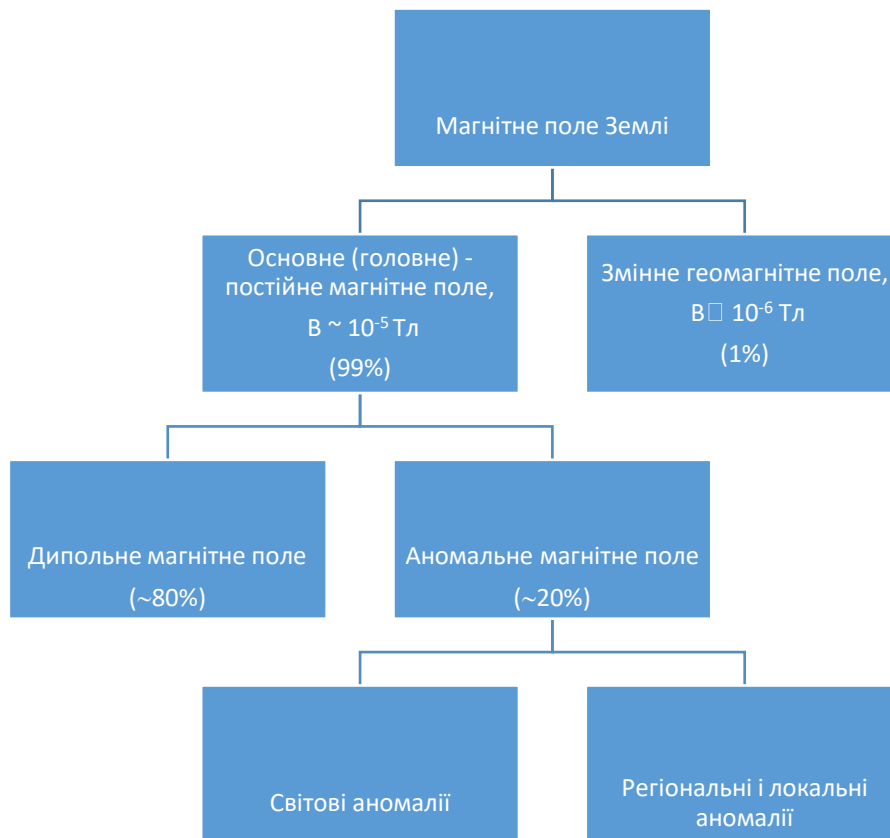
(1.104)

5.3. Структура і основні властивості магнітного поля Землі

Геомагнітне поле має різко переважаючу постійну складову (~99%) і змінну складову, на яку припадає решта. В свою чергу постійна складова МПЗ містить в собі дипольну і недипольну компоненти. Основна структура геомагнітного поля ілюструється на наведеній блочній діаграмі.

5.3.1. Основне магнітне поле Землі

Як видно з блочної діаграми, основне МПЗ складається з дипольної та недипольної (аномальної) компонент. Напруженість магнітного поля диполя визначається формулами (1.97), (1.97-а), які і дозволяють відрізнити дипольну складову від недипольної. Магнітне поле геомагнітного диполя у відносно невеликих об'ємах є досить однорідним, і його зміна з координатами не перевершує (10 – 20) нТл/км. Магнітний диполь є ексцентричним, тобто його центр не співпадає з центром Землі, а його вісь, як було вказано вище, складає кут $11,5^\circ$ з віссю обертання Землі. Магнітний момент земного диполя змінюється з часом як за величиною, так і за напрямом. Останнім часом його величина зменшується зі швидкістю 0,05 % за рік, а відстань центру диполя від центру Землі збільшилася від 0,04 земного радіуса у 1830 році до 0,07 у 1970 році. Якби зменшення величини магнітного моменту диполя відбувалося і далі з такою самою швидкістю, дипольна складова геомагнітного поля зникла б через 2000 років. Зміна величини магнітного поля (як дипольного так і недипольного) з часом називається *віковими варіаціями*. Період вікових варіацій має діапазон від 10 до 10^4 років. В межах цього діапазону існують чітко виражені часові інтервали 10 – 20, 60 – 100, 600 – 1200 і 8000 років. Головний їхній період – біля 8000 років – характеризується зміною величини магнітного моменту (і відповідно поля диполя) у 1,5 – 2 рази. Другий за величиною період – близько 1200 років – є періодом прецесії (в західному напрямку) магнітного моменту диполя навкруги осі обертання Землі. Вікові варіації менших періодів – від 10 до 1200 років зв'язані зі зміною не лише дипольного, але і аномального поля. Протягом геологічної історії магнітний момент геомагнітного диполя багатократно змінював свій напрям на протилежний, в чому полягають *інверсії геомагнітного поля*. Експериментальні факти і їхній теоретичний аналіз дозволили сформулювати гіпотезу або *принцип центрального осьового диполя*, згідно з яким *середнє положення осі магнітного диполя співпадає з віссю обертання Землі при усередненні по часу*, що є сумірним з довгоперіодними віковими варіаціями. Це означає, що усереднені географічні координати магнітних і географічних полюсів є близькими.



Блочна діаграма структури магнітного поля Землі

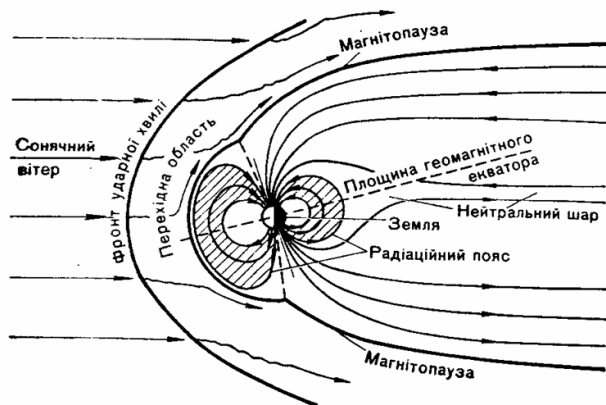
Розглянемо особливості проявлення аномального геомагнітного поля. Області відхилення геомагнітного поля від поля диполя, що мають на поверхні Землі характерний розмір більший $\sim 10^4$ км, називаються *світовими магнітними аномаліями*. Максимальна величина додаткового поля світових аномалій може сягати однієї чверті індукції дипольного поля, яке в цьому разі називається *нормальним*, причому величина цього додаткового поля може бути як додатною, так і від'ємною. В першому випадку аномалія є позитивною, в другому – негативною. До світових аномалій відносяться головним чином Бразильська (негативна), Сибірська і Канадська (обидві позитивні) магнітні аномалії. Вплив світових магнітних аномалій виявляється до висот, що дорівнюють половині радіуса Землі, в той час як дипольне поле чітко виявляється до висот, що є близькими до подвійного її радіуса. Зміна поля світових аномалій з координатами значно більша, ніж у випадку дипольного поля. У процесі вікових варіацій світові аномалії рухаються, розпадаються і виникають знов в інших місцях. Важливою особливістю світових магнітних аномалій є так званий *західний дрейф*, під яким розуміють переміщення всієї системи ізоліній цих аномалій зі сходу на захід зі швидкістю біля $0,2^\circ$ за рік. Світові аномалії обумовлені недипольною складовою постійного МПЗ, яка зв'язується з наявністю двох квадруполів (чотирьохполюсників), що розташовані близько площини екватору.

Крім світових, існують також регіональні та локальні магнітні аномалії. Регіональними вважаються аномалії розміром від однієї до десяти тисяч кілометрів, а локальними – до тисячі кілометрів. Регіональні аномалії зумовлені особливостями структури земної кори (головним чином кристалічного фундаменту). Локальні аномалії зв'язані з намагніченістю гірських порід, що містять ферімагнітні мінерали на основі окисів заліза. Різниця між регіональними і локальними аномаліями не завжди може бути визначена. Обидва типи цих аномальних полів характеризуються значною величиною зміни поля з координатами – приблизно 3000 нТл/км, що більше ніж в сто разів перевершує

відповідну величину для нормального поля. Індукція додаткового до дипольного аномального поля звичайно складає $10^{-2} - 10^{-3}$ від величини сумарної індукції дипольного поля і поля світових аномалій, яке у сукупності в цьому разі називається нормальним. Але в окремих випадках індукція аномального поля може бути сумірною з нормальним полем і навіть перевершувати його, що спостерігається у випадку Курської магнітної аномалії, де вектор індукції геомагнітного поля в певній точці перпендикулярний до земної поверхні і утворює там магнітний полюс. Така сильна магнітна аномалія спричинена потужними покладами залізних руд на невеликій глибині – біля 100 – 200 метрів.

5.3.2. Змінне геомагнітне поле

Змінна компонента магнітного поля Землі обумовлена процесами, що відбуваються в колоземному просторі і верхніх шарах атмосфери. Середня величина змінної компоненти геомагнітного поля складає $(10^{-6} - 10^{-7})$ Тл. Ця компонента генерується *сонячним вітром* – потоком плазми сонячної корони, що переважно складається з протонів,



електронів і ядер гелія (від п'яти до двадцяти п'яти відсотків в залежності від сонячної активності). Як показали вимірювання, що здійснені за допомогою штучних супутників Землі, взаємодія плазми сонячного вітру з геомагнітним полем призводить до порушення дипольної структури поля, починаючи з відстані від центру Землі, що дорівнює трьом її радіусам. У відповідності з теорією МГД-ефектів, основи якої викладені в п. 5.1.1, сонячний вітер локалізує

магнітне поле в обмеженому об'єму колоземного простору – *магнітосфері* Землі таким чином, що при цьому на межі магнітосфери

Землі.

динамічний тиск сонячного вітру врівноважується тиском МПЗ. Сонячний вітер стискує геомагнітне поле з денного боку і уносить його силові лінії з полярних областей на нічний бік, внаслідок чого у Землі виникає „магнітний хвіст” довжиною не менш 5 мільйонів кілометрів (рис. 1.13). Приблизно дипольна область поля з замкненими силовими лініями (внутрішня магнітосфера) є магнітною пасткою для заряджених частинок колоземної плазми (сонячного вітру). Така область (область *радіаційних поясів*) концентрує заряджені частинки, що рухаються між магнітними полюсами і випромінюють електромагнітні хвилі (див. п. 5.3 гл. 6 розд. 2).

Обтікання магнітосфери плазмою сонячного вітру зі змінною густиною і швидкістю заряджених частинок, а також прорив таких частинок в магнітосферу призводить до зміни інтенсивності систем електричних струмів в магнітосфері і іоносфері Землі. Струмові системи в свою чергу викликають в колоземному космічному просторі і на поверхні Землі коливання геомагнітного поля в широкому діапазоні частот (від 10^{-5} до 10^2 Гц) і амплітуд (від 10^{-3} до 10^{-7} Е або приблизно від 10^{-1} до 10^{-5} А/м). Такі зміни магнітного поля сприймаються як *швидкотечні варіації*. До них відносяться спокійні сонячні та місячні добові варіації, а також збурені (нерегулярні) варіації і магнітні бурі.

5.4. Аналітичний опис магнітного поля Землі

Першу спробу аналітичної репрезентації МПЗ ще в 1600 році зробив англійський фізик і медик Вільям Гільберт (W Gilbert) в книзі „Про магніт, магнітні тіла і великий магніт Землю”. На основі своїх дослідів він сформулював гіпотезу про те, що магнітне поле Землі є еквівалентним магнітному полю однорідно намагніченої кулі. Згодом Гаус довів еквівалентність поля однорідно намагніченої кулі і магнітного диполя і заклав фундамент теорії геомагнетизму.

Теоретичне дослідження геомагнітного поля на рівняннях Максвелла (1.89), (1.90). Оскільки близь поверхні Землі струми електропровідності в середньому мало відрізняються від нуля, а електричне поле є квазістаціонарним, магнітне поле, як це було показано в підрозділі 5.1, є потенціальним, а геомагнітний потенціал вводиться рівнянням (1.94). Як впливає з рівнянь (1.90), (1.91-б) і (1.94),

$$\operatorname{div} \vec{B} = -\mu_0 (\operatorname{div} \operatorname{grad} U_m - \operatorname{div} \vec{J}) = 0.$$

Оскільки середня намагніченість гірських порід у приповерхневих шарах Землі досить мала, $\operatorname{div} \vec{J} \approx 0$, і тоді, враховуючи рівняння (1.27) (1.28), останнє рівняння можна подати у вигляді

$$\Delta U_m = 0.$$

Рівняння, що отримане, є рівнянням Лапласа для основного МПЗ.

Його явний вигляд у натурально обраній сферичній системі координат співпадає з рівнянням (1.53) при заміні в ньому гравітаційного потенціалу V_g на магнітний потенціал U_m :

$$\frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^2 \frac{\partial U_m}{\partial R} \right) + \frac{1}{R^2 \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\cos \varphi \frac{\partial U_m}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{R^2 \cos^2 \varphi} \frac{\partial^2 U_m}{\partial \lambda^2} = 0.$$

(1.105)

Граничною умовою, що накладається на це рівняння Лапласа, є величина геопотенціалу магнітного диполю на поверхні Землі, тобто на відстані R_0 від її центру. Цю величину отримаємо, замінюючи в рівнянні (1.96) поточну координату r на R_0 і виражаючи полярний кут θ через географічну широту φ :

$$U_{m(0)} = -\frac{P_m}{R_0^2} \sin \varphi.$$

(1.106)

В даному разі частинне рішення рівняння Лапласа (1.105) має вигляд ряду по ступеням $\frac{R_0}{R}$

. Це рішення має таку ж саму структуру, що і аналогічне рівняння (1.54), але воно має і свої відмінності через відмінність граничних умов, яким підпорядковані рівняння (1.53) і (1.105). Рішення рівняння (1.105) має вигляд

$$U_m = R_0 \sum_{\ell=1}^{\infty} \left(\frac{R_0}{R} \right)^{\ell+1} \sum_{m=0}^{\ell} P_{\ell}^m(\sin \varphi) \cdot (g_{\ell}^m \cos m\lambda + h_{\ell}^m \sin m\lambda),$$

(1.107)

де g_{ℓ}^m, h_{ℓ}^m - коефіцієнти розкладення (коефіцієнти Гауса), що залежать від розподілу фіктивних магнітних мас в Землі і мають розмірність напруженості магнітного поля. Значення цих коефіцієнтів визначаються за даними магнітометричних вимірювань. Порівнюючи рівняння (1.106) і (1.107), можна визначити перші коефіцієнти розкладення, покладаючи $R = R_0$:

$$g_1^0 = \frac{P_m}{R_0^3}; \quad h_1^0 = 0.$$

За даними інструментальних вимірювань $g_1^0 = -24,33 \text{ А/м} = -0,3057 \text{ Е}$, що дозволяє обчислити величину магнітного моменту Землі. Ця величина $p_m = 8,3 \cdot 10^{22} \text{ А} \cdot \text{м}^2 = 8,3 \cdot 10^{25}$ од. СГСМ.. Якби такий магнітний момент був утворений тонким струмом, що перетікає вздовж екватора, то, маючи на увазі, що переріз земної кулі має величину порядку 10^{14} м^2 , сила такого струму, відповідно до формули (1.93-а), мала б дорівнювати близько 10^8 А . Насправді струми, що утворюють геомагнітне поле, розташовані вглибині Землі і тому характеризуються значно більшою силою при порівняно невеликій густині. За даними гармонічного аналізу, центр диполя знаходиться на відстані 436 км від центру Землі і має координати $15^{\circ}41'$ північної широти, $150^{\circ}49'$ східної довготи.

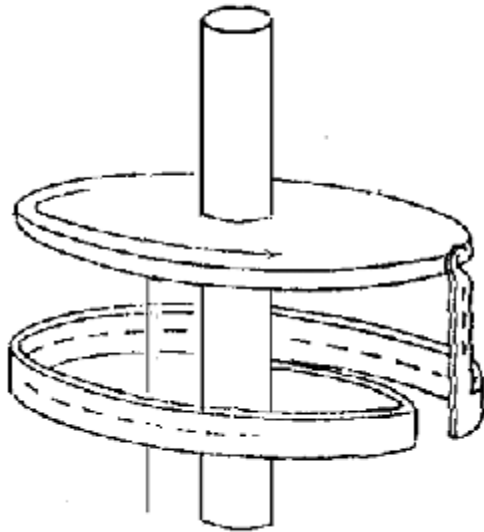
Поділивши величину магнітного моменту p_m Землі на її об'єм V , отримаємо, згідно з формулою (1.92), середню величину намагніченості J речовини, з якої вона складається. Вона дорівнює $\sim 6 \text{ А/м}$ ($6 \cdot 10^{-3}$ од. СГСМ/см³). Відношення середньої намагніченості J порід, що складають Землю, до середньої величини напруженості геомагнітного поля H у $45 \text{ А/м} \approx 0,5 \text{ Е}$ близь земної поверхні, згідно з формулою (1.98), визначає середню величину магнітної сприйнятливості χ , яка дорівнює $\sim 0,13$ в СІ і $\sim 0,012$ в системі СГСМ, що приблизно на два порядку перевершує сприйтливості порід земної кори і верхньої мантії. Оскільки залізо та нікель, з яких складається земне ядро, при температурах і тисках, характерних для цієї області, знаходяться у парамагнітному стані, таке велике значення магнітної сприйнятливості можна пояснити лише тим, що *середнє магнітне поле всередині Землі значно більше, ніж на її поверхні.*

5.5. Генерація основного геомагнітного поля

Основними вимогами до будь-якої моделі генерації основного МПЗ є її здатність прояснити осесиметричну структуру і здатність до зміни полярності (інвертування) цього поля. Відомо, що при обертанні феромагнітних тіл вони намагнічуються вздовж осі обертання, в чому полягає ефект Барнета (S. Barnett), але Земля складається головним чином зі слабо магнітних речовин (принаймні за умов їхнього знаходження в Землі), для яких цей ефект відсутній. Оскільки немає основи для припущення існування в Землі змінного електричного поля, то, у відповідності до рівняння Максвелла (1.89), *основне МПЗ може створюватися лише системою електричних струмів.* Сучасні моделі геомагнетизму виходять з припущення, що основне МПЗ створюється і підтримується через так званий механізм *гідромагнітного динамо*. В загальних рисах вважається, що генерація магнітного поля виникає аналогічно тому, як це відбувається у динамо-машині із самозбудженням. (В сучасній термінології такий пристрій називається генератором сталого струму з самозбудженням, але за історичною традицією в геомагнетизмі вживається термін „динамо - машина”) Принцип дії такої машини полягає в наступному.

Електропровідний диск обертається у магнітному полі індукцією \vec{B} , що напрямлене вздовж осі обертання 1 (рис. 1.14). При цьому внаслідок дії сили Лоренца вздовж радіуса диску 2 виникає електричне поле, що характеризується певною різницею потенціалів між віссю диску та його краєм, де міститься ковзна електрична щітка 3 (ця різниця потенціалів співпадає за величиною з електрорушійною силою електромагнітної індукції E). Легко показати, що у відповідності до закону електромагнітної індукції,

$$E = \frac{\omega R^2 B}{2}. \quad (1.108)$$



Під дією е.р.с. по спіралеподібному провіднику 4 буде перетікати електричний струм густиною j , що створює магнітне поле B_i , в напрямку осі обертання, яке підсилює первісне („запальне”) магнітне поле B . Електричний струм і пропорційна йому напруженість магнітного поля збільшуватимуться, поки енергія магнітного поля не врівноважиться енергією теплових витрат. За такого режиму підсилення величина „запального поля” може бути у

принципу скільки завгодно малою. Хоча ця модель дискового динамо дуже далека від реальної Землі, з неї випливає два необхідних параметра генерації планетарного магнітного поля (величина H напруженості якого пропорційна е.р.с., що визначається формулою (1.108)): наявність електропровідного тіла досить великих розмірів R , що обертається (ядра), і достатньої кутової швидкості ω обертання. Для оцінки впливу цих параметрів на величину планетного магнітного поля розглянемо планети з дуже малою порівняно з Землею величиною магнітного поля. Це, перш за все, Місяць, для якого магнітне поле практично відсутнє і який взагалі не має ядра, а також Марс з відносно невеликим розміром (менше 15% за масою) ядра і Венера, для якої період добового обертання складає 243 земних діб (тобто кутова швидкість майже в десять разів менша, ніж для Землі). Отже, величина магнітного моменту планет дійсно має кореляцію з розміром їхнього ядра і швидкістю кутового обертання. Але виникає природне питання про співвідповідність моделі дискового динамо реальній Землі. Для наближення цієї моделі до реальних умов вона протягом часу вдосконалювалася. Були створені теоретичні моделі дводискових динамо типу динамо Рікітакі (Т. Rikitake) і навіть лабораторна установка Лоуса – Уілкінсона (F. Lows, I. Wilkinson). В цих теоретичних і експериментальних моделях була встановлена здатність самозбудження, періодичного змінення величини і полярності збудженого магнітного поля, причому роль спіралеподібного провідника виконувало електропровідне середовище, в якому знаходилися дископодібні або сферичні „ротори” гідромагнітних динамо. В подальшому з'явилися більш ефективні моделі „полідискових” динамо, що були ще більше наближені до реальних умов. Всі ці моделі мали бути підпорядкованими *теоремі Каулінга* (Cowling T.G.) про неможливість самозбудження магнітного поля в строго вісесиметричному випадку. Досить складною виявилася проблема реальної інтерпретації руху геомагнітного „ротору” відносно електропровідного середовища. Цей рух може бути обумовлений конвекційними течіями всередині рідкого ядра і нижньої мантії. Вважається, що в цій зоні існує система конвекційних циркуляційних комірок, що відіграють істотну роль в функціонуванні гідромагнітного динамо. Про наявність і фізичний механізм таких течій йшлося в п. 3 третьої глави. Крім факторів, що були вказані вище, фізична причина їхнього існування зв'язується ще й з морфологічними неоднорідностями межі ядра і мантії, а також з хімічними неоднорідностями межової зони мантії і рідкого ядра (шару D), що спричинює наявність Архімедових сил. Завдяки конвекційному циркуляційному руху внаслідок закону збереження моменту імпульсу відбувається переніс моменту імпульсу між точками, що розташовані вздовж радіусу Землі. Так, якщо конвекція починається у ядрі, що має

однакову кутову швидкість для всіх його точок, умовні частинки речовини масою m , що підіймаються зсередини, де їхня лінійна швидкість v мала, вгору, приносять з собою малий момент імпульсу і через гальмують обертальний рух зовнішньої частини ядра, а частинки, що опускаються донизу, маючи відносно великий момент імпульсу, прискорюють рух його внутрішньої частини. Через це зовнішня частина ядра рухається повільніше, ніж внутрішня, і тоді остання може виконувати функції, що є в певній мірі аналогічними функціям ротору в моделі дискового динамо. Диференціальний рух рідкого ядра створює систему зональних (субширотних або *тороїдальних*) течій, а рух в регулярних конвективних комірках – систему течій субмеридіонального напрямку, що називаються *полоїдальними* течіями. Деталі такого руху і зв'язаний з ними механізм генерації геомагнітного поля вивчаються на базі МГД - моделей Альвена - Хайда (Hide) –Брагінського. В цих моделях враховується вплив на рухоме провідне середовище сил Коріоліса та Архімеда, які врівноважують магнітну силу (Лоренца), об'ємна густина якої

$$\vec{f}_L = \frac{1}{c} [\vec{j}, \vec{H}].$$

Під впливом цих сил (магнітної, Архімеда і Коріоліса) в провідному середовищі виникають специфічні гідродинамічні хвилі, що називаються МАК (магнітно-Архімедово-Коріолісовими)-хвилями. Вони є повільними (порівняно з хвилями Альвена) і розповсюджуються у широтному напрямку. В теорії МГД-динамо доведено, що при відсутності у потоку рідини відбивної симетрії (тобто при перевазі правих або лівих дрібномасштабних гвинтових рухів)

в ньому виникає е.р.с., яка створює струм, що підтримує початкове магнітне поле. В рамках цієї теорії таке поле розглядається як випадкове (воно може бути створене, наприклад, космічним фоном або термоелектричними струмами), але існує доказ зростання малого випадкового поля в турбулентному провідному середовищі на початковій стадії процесу. Ефективність самозбудження МГД-динамо в провідному середовищі, що рухається зі швидкістю v , характеризується безрозмірним параметром

$$4\pi\sigma\ell v/c^2 = Re_m,$$

(1.109)

що називається *магнітним числом Рейнольдса*. Воно вводиться за аналогією з гідродинамічним числом Рейнольдса $Re = \ell v/\nu$ (ν кінематична в'язкість рідини). Як було

вказано в п. 5.1.1, величина $\frac{c^2}{4\pi\sigma} = D_\mu$ є магнітним аналогом в'язкості і має також означення

ν_m , тобто $\nu_m \equiv D_\mu$, через що величини Re_m і Re є аналогами. Для роботи гідромагнітного динамо як в надрах Землі, так і в зорях, необхідно, щоб $Re_m \gg 10$.

Для космічної плазми цей критерій набагато перевершається. Для оцінки цього параметра для Землі наведемо дані про її електропровідність σ . Для порід верхньої мантії ця величина має порядок 10^{-4} См/м до глибини ~ 400 км, після чого вона стрімко зростає більш ніж на три порядки (можливо, через перехід олівину в шпінелеву модифікацію), а глибше σ зростає плавно, сягаючи в нижній мантії величини порядку 10^2 См/м. Для ядра в теоретичних розрахунках приймається значення $\sigma \approx 3 \cdot 10^5$ См/м. Товщина зовнішнього ядра складає 2000 км. Характерна швидкість гідродинамічних течій у ядрі може бути мінімально оцінена за формулою (1.103), згідно з якою вона має значення біля 0,06 см/с. За більш точними розрахунками, що базуються на теорії МАК-хвиль, її величина знаходиться в межах від $\sim 0,02$ см/с до $\sim 0,5$ см/с (в залежності від конкретного виду течії). Оскільки формула (1.108) репрезентована в гаусовій системі одиниць, треба надати всі величини лівої її частини в цій системі. Електропровідність рідкого ядра, що характеризується в СІ

величиною $3 \cdot 10^5$ См/м, в гаусовій системі, згідно із співвідношенням між одиницями системи Гауса і СІ, що подане в таблиці 1.6, складає величину $\sigma \approx 2,7 \cdot 10^{15}$ од. СГСЕ¹ Розмір зовнішнього ядра $\ell \approx 2 \cdot 10^8$ см, а характерна швидкість гідродинамічних течій $v \approx 0,5$ см/с. Підставляючи ці дані в формулу (1.109), отримуємо $Re_m \approx 3,5 \cdot 10^3$, що набагато перевершує мінімальне значення цього числа 10, при якому гідромагнітне динамо функціонує в сталому режимі самозбудження. За допомогою магнітного числа Рейнольдса дуже просто виражається час затухання τ глобального магнітного поля через магнітну дифузію (перетворення енергії магнітного поля в теплову енергію), а саме $\tau = \frac{\ell}{v} \tau = \frac{\ell}{v} Re_m$.

Підставляючи в це рівняння наведені вище величини ℓ , v і Re_m , отримуємо $\tau \approx 3 \cdot 10^{13}$ с $\approx 10^6$ років. Цей час є порівняним із тривалістю основних епох полярності (прямої або оберненої) геомагнітного поля, що задовільно корелюється з палеомагнітними даними про інверсії поля.

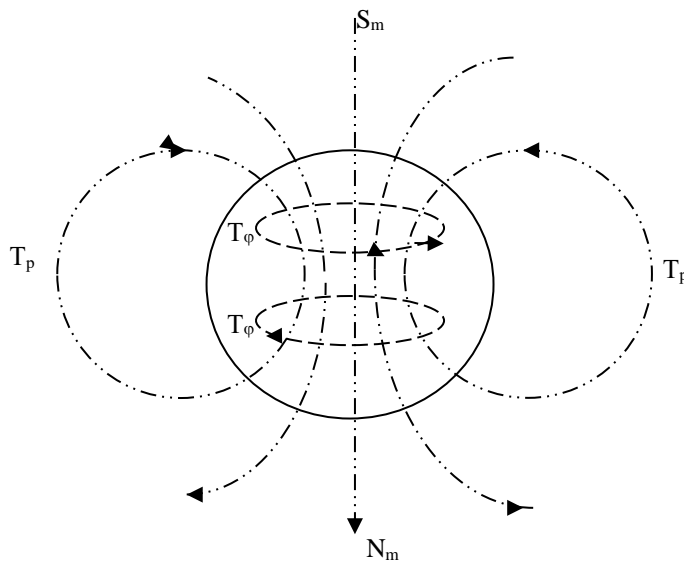


Рис. 1.15. Схема геомагнітного поля за моделлю гідромагнітного динамо. Контурна лінія обмежує ядро Землі; T_ϕ - тороїдальне поле; T_p - полоїдальне поле

Схема генерації геомагнітного поля, відповідно до теорії гідромагнітного динамо, полягає в наступному. Диференційний (радіально-неоднорідний) рух зовнішнього ядра створює субширотні тороїдальні провідні течії, які деформують вморожені в них силові лінії первинного полоїдального поля дипольного типу T_p (при захопленні силових ліній течіями виникає західний дрейф) і утворюють з них силові лінії тороїдального поля T_ϕ (рис. 1.15), напруженість якого близька до 500 Е. (~4000 А/м). Величина цього

¹В геофізичній літературі питома електропровідність вимірюється також в одиницях СГСМ (1 од. СГСМ = $1 \cdot 10^{11}$ См/м), хоча літера М в назві системи не завжди присутня.

поля майже в 1000 разів перевершує поле на поверхні Землі, але воно повністю локалізоване в ядрі і не проникає за його межі. В свою чергу, полоїдальний (субмеридіональний) рух провідної рідини в регулярних конвекційних турбулентно-циркуляційних комірках, що виникає за участю сил Архімеда і Коріоліса, призводить до захоплення силових ліній тороїдального поля і, завдяки асиметрії висхідних і низхідних рухів рідини, витягування ліній цього поля в полоїдальні петлі, таким чином генерується додаткове полоїдальне поле. Рух провідної рідини створює в процесі генерації, крім основного полоїдального поля T_p , також і інші поля, що повільно змінюються. Проникаючи з ядра у зовнішні шари і на поверхню Землі, вони обумовлюють вікові варіації МПЗ, зокрема з головним періодом 8000 років, а також з періодами 600 – 1200 років. Джерелами енергії, що забезпечують роботу гідромагнітного динамо, є прецесійне обертання земної осі та циркуляційні конвекційні течії у мантиї та ядрі Землі.

Функціонування гідродинамо Землі зв'язано з багатьма процесами, що відбуваються в її ядрі і мантиї, тому дослідження основного МПЗ і МГД-механізмів, через які воно генерується, є суттєвою частиною всього комплексу геофізичних досліджень внутрішньої будови і розвитку Землі.

5.6. Палеомагнетизм і історія МПЗ

Розділ геомагнетизму, що вивчає величину і напрям давнього МПЗ за магнітними характеристиками давніх гірських порід, називається *палеомагнетизмом*. Якщо сучасне МПЗ вивчається безпосереднім вимірюванням його характеристик, то давнє магнітне (палеомагнітне) поле вивчається через намагніченість гірських порід, що містять відносно сильномагнітні *ферімагнітні* мінерали, які містять залізо. Магнітні характеристики таких мінералів наведені в таблиці 1.7.

Температура (точка) Нееля T_N , що вказана в таблиці, є температурою переходу мінералу з ферімагнітного стану в парамагнітний, тобто аналогом температури (точки) Кюрі для феромагнетиків. Як видно з таблиці, гематит і ільменіт є найменш сильними з магнетиків, що наведені. Сильномагнітний магеміт в природних умовах нестійкий і переходить в стійку модифікацію – магнетит, але іноді зустрічається у вигляді тонкодисперсних включень в гірських породах. До сильномагнітних мінералів відноситься також титаномагнетит – проміжний член ізоморфної серії твердих розчинів магнетиту ($Fe \cdot Fe_2O_4$) – ульвошпінелі ($Fe_2 TiO_4$) – магнезіальної ульвошпінелі ($Mg_2 TiO_4$). Треба відзначити, що два останніх компонента цієї серії є парамагнітними мінералами.

Таблиця 1.7 Магнітні характеристики розповсюджених мінералів, що містять залізо

Назва мінералу	Хімічна формула	Кристалграфічна сингонія	Температура Нееля $T_N, ^\circ C$	Залишкова намагніченість I_r	
				А/м	од.СГСМ/см ³
Магнетит	$FeO \cdot Fe_2O_3$	кубічна	580	$4,8 \cdot 10^4$	480
Магеміт	γFe_2O_3	кубічна	675	$4,0 \cdot 10^4$	400
Гематит	αFe_2O_3	тригональна	675	$2,5 \cdot 10^2$	2,5
Ільменіт	$FeTiO_3$	тригональна	150 – 200	$0,95 \cdot 10^2$	0,95

Піротин	Fe _{1-x} S	моноклінна (при 0.1 < x < 0.14)	300 – 325	2,85·10 ²	285
		гексагональна (при 0 < x < 0.1)	–	–	–

Ферімагнітні мінерали, що перелічені вище, містяться в більшості гірських порід. Незважаючи на невеликий їхній вміст (від 0,1 до 10%) вони обумовлюють залишкову намагніченість цих порід, яку можна виміряти інструментальними методами. В залежності від умов формування гірської породи набувають різну за величиною і стабільністю (тобто за здатністю зберігатися з часом) намагніченість. Для палеомагнетизму найбільш суттєвими є *термозалишкова намагніченість* (TRM – thermoremanent magnetization) і *детритова (уламкова) залишкова намагніченість* (DRM – detritusremanent magnetization), яку називають також орієнтаційною залишковою намагніченістю. TRM виникає при остиганні гірської породи в геомагнітному полі від температури, що перевищує точку Нееля. Вона утворюється головним чином при охолодженні розплавів (лав, інтрузій), тобто притаманна виверженим породам. TRM обумовлена тим, що при деякій температурі $T_B < T_N$, яка називається *температурою блокування*, магнітний момент ферімагнітної частинки об'ємом V не може подолати потенційний бар'єр, що відділяє його даний енергетичний стан від стану, що відрізняється від даного на величину ΔU , (у багатьох випадках ця величина залежить від об'єму частинки). Очевидно, що температура блокування має задовольняти умові $kT_B \ll \Delta U$. При температурах $T < T_B$ магнітний момент частинки „заморожується” в напрямку поля, в якому він знаходився, і не змінює своєї орієнтації при зміні величини і напрямку зовнішнього поля.

DRM виникає в осадових породах, коли зерна розмитих кристалічних порід, що вже мають залишкову намагніченість (TRM), при осадженні на дні водоймищ і рік орієнтуються подібно стрілці компасу в магнітному полі. При отвердінні осаду частинки виявляються „вмороженими” в нього і обумовлюють залишкову намагніченість породи. Таким чином, TRM і DRM виникають у час утворення породи, що дозволяє визначити елементи земного магнетизму (в тому рахунку координати магнітних полюсів) в цей час.

Для визначення елементів земного палеомагнетизму на зразок гірської породи, що підлягає магнітним дослідженням, наноситься мітка, яка вказує напрям сучасного магнітного поля. Після цього зразок відбирається з породи, з нього виготовляється керн, що розпилюється на диски, які й є безпосередніми об'єктами магнітних вимірювань. Слід мати на увазі, що залишкова намагніченість складається з двох компонент: натуральної намагніченості J_n , що виникла в час утворення породи, і індукованої, тобто наведеної пізнішим і сучасним магнітним полем, яка визначається формулою (1.98), тобто

$$J_r = J_n + \chi H. \quad (1.110)$$

Хоча звичайно індукована намагніченість суттєво менша за натуральну, її знімають



Рис. 1.16. Траєкторії руху північного геомагнітного полюсу за палеомагнітними даними

методом „магнітної чистки” — головним чином накладенням змінного магнітного поля з амплітудою, що зменшується з часом.

Основними типами вимірювальних приладів є астатичний магнітометр (система з двох протилежно орієнтованих магнітів, що підвішені на крутильно-пружній нитці) і рок-генератор (індукційний прилад). За даними вимірювань визначаються величина натуральної залишкової намагніченості J_n гірської породи, а також кути магнітного схилення D (відносно сучасного магнітного меридіану) і нахилення J . Остання величина

дозволяє обчислити за формулою (1.104) палеомагнітну широту φ_m місця відбору зразку, а через неї визначити місцезнаходження палеомагнітних полюсів. Значення елементів земного палеомагнетизму (зокрема, координати магнітних полюсів) знаходяться через статистичну обробку численних результатів вимірювань.

Основні висновки з результатів палеомагнітних досліджень полягають в наступному. Протягом фанерозою напруженість МПЗ істотно не змінювалася (хоча за деякими даними існує тенденція до зростання), однак її напрям змінювався на протилежний в середньому кожні 25 мільйонів років. Такі зміни напрямку геомагнітного поля називаються його *інверсіями*. Час між двома послідовними інверсіями складає від 500 тисяч до 50 мільйонів років (остання інверсія, після якої напрям геомагнітного поля не змінювався до наших днів, відбулася в плейстоцені, біля 700 тисяч років тому). Безпосереднім доказом наявності таких інверсій є наявність лінійних магнітних аномалій, що були виявлені в серединних хребтах Тихого, Атлантичного та Індійського океанів. Ці аномалії являють собою чергу вузьких стрічок, що розташовані паралельно і симетрично осям хребтів. Залишкова намагніченість порід, що складають стрічки, змінює свій напрям на протилежний при переході від однієї стрічки до другої. Походження аномалій зв'язуються з тим, що під час майже безперервного в історико-геологічному масштабі часу виверження магматичних порід в осьових частинах хребтів, які при цьому розширювалися в трансферсальному напрямку, відбувалися інверсії геомагнітного поля, які фіксувалися зміною напрямку залишкової намагніченості порід, що утворювалися при „прямому” і „оберненому” напрямках геомагнітного поля. Відношення ширини стрічки до часу між двома послідовними інверсіями геомагнітного поля дозволяє знайти швидкість розсунення океанічного дна — спредінгу (від англ. spreading - розгортання), яка складає величину від 1 до 4 сантиметрів за рік. Існують дані, згідно з якими час здійснення інверсії складає величину біля 5000 років, протягом яких напруженість геомагнітного поля зменшується в 4 – 5 разів. При цьому, за палеомагнітними даними, відбувається просторове обертання вектора зменшеної напруженості геомагнітного поля таким чином, що під час інверсії існує складова поля в площині географічного екватора. Залишається невідомим, чи належить ця

складова дипольному МПЗ, чи вона відноситься до його мультипольних компонент, але поворот осі магнітного диполя на великі кути (до 90^0) суперечить як принципу центрального осьового диполя, згідно з яким вісь магнітного диполя має бути близькою до осі обертання Землі, так і теорії гідромагнітного динамо, яка передбачає змінення полярності поля без його просторового обертання. Отже, залишається припустити, що під час інверсії відбувається зміна полярності дипольного МПЗ, яке проходить через нуль, а наявність екваторіальної складової поля обумовлена його недипольними (аномальними) складовими.

За палеомагнітними даними були визначені траєкторії руху магнітних полюсів протягом фанерозою (рис. 1,16). Траєкторії, що отримані для різних материків і тектонічних платформ, суттєво відрізняються одна від одної, як це видно з наведеного рисунку, де презентовані результати європейських (показані крапками) і Північно-Американських (показані суцільною лінією) палеомагнітних досліджень. В той же час значення палеомагнітної широти знаходяться в тісній кореляції з даними палеокліматології (тобто палеомагнітні і географічні широти не мають суттєвої відмінності), що згоджується із принципом центрального осьового диполя. Для суміщення траєкторій, що отримані для порід одного віку в різних континентах, необхідно припустити, що континенти поступово змінювали своє становище один до одного і відносно полюсів. Отже, палеомагнітні дані свідчать про значні переміщення полюсів відносно окремих континентів, палеошироти яких добре узгоджуються з палеокліматичними реконструкціями.

Глава 1. БУДОВА І СКЛАД АТМОСФЕРИ

Атмосферою прийнято вважати ту область навколо Землі, у якій газове середовище обертається разом із Землею як єдине ціле. Атмосфера являє собою газову оболонку, що оточує Землю (від грецького *atmos* – пара і *sphaira* – куля). Маса атмосфери складає $5,2 \cdot 10^{15}$ тон.

1.1. Походження і роль атмосфери

Сучасна земна атмосфера має, очевидно, вторинне походження і утворилася з газів, що виділені верхню мантією після формування планети. Протягом геологічної історії Землі атмосфера перетерпіла значну еволюцію під впливом низки чинників: дисипації атмосферних газів у космічний простір; виділення газів під час диференціації мантії в результаті вулканічної діяльності; дисоціації молекул під впливом сонячного ультрафіолетового випромінювання, хімічних реакцій між компонентами атмосфери і породами, що складають земну кору; акреції міжпланетного середовища (наприклад, метеорної речовини). Розвиток атмосфери був тісно зв'язаний з геологічними і геохімічними процесами, а також з діяльністю живих організмів. Атмосферні гази, у свою чергу, дуже впливали на еволюцію літосфери. Наприклад, величезна кількість вуглекислоти, що надійшла в атмосферу з літосфери, була потім акумульована в карбонатних породах. Атмосферний кисень і вода, що надходять з атмосфери, з'явилися найважливішими чинниками, що впливали на горні породи. Протягом всієї історії Землі атмосфера відіграла велику роль у процесі вивітрювання. У цьому процесі брали участь атмосферні опади, що утворювали ріки, які змінювали земну поверхню. Не менше значення мала діяльність вітру, який переносив дрібні фракції гірських порід на великі відстані. Істотно впливали на руйнування гірських порід коливання температури та інших атмосферних чинників. Поряд з цим атмосфера захищає поверхню Землі від руйнівної дії падаючих метеоритів, більша частка яких згоряє і розсіюється при вході в густі шари атмосфери.

Значна частина газів, що складають сучасну атмосферу (азот, вуглекислий газ, водяна пара), виникла протягом вулканічної діяльності, внаслідок якої ці гази були винесені із глибин планети. Кисень з'явився у більш або менш значній кількості біля двох мільярдів років тому як наслідок діяльності фотосинтезуючих рослин.

За даними про хімічний склад карбонатних відкладень одержані оцінки кількості CO_2 і O_2 в атмосфері геологічного минулого. На протязі фанерозою кількість в атмосфері змінювалося в широких межах відповідно рівню вулканічної активності. Здебільшого концентрація CO_2 в той час була значно вище сучасної (до 10-15 разів). Кількість O_2 в атмосфері в фанерозої змінювалася приблизно в 5 разів, причому тенденція до збільшення мала перевагу. В атмосфері докембрія маса CO_2 була здебільшого вище, а маса O_2 нижче, ніж в атмосфері фанерозою. Коливання кількості CO_2 суттєво впливали на клімат минулого, підсилюючи парниковий ефект при зростанні концентрації CO_2 , в зв'язку з чим клімат протягом основної частини фанерозою був більш теплим порівняно з нашою епохою.

Діяльність живих організмів, що значно вплинула на розвиток атмосфери, сама в значній мірі залежить від атмосферних умов. Атмосфера затримує велику частку ультрафіолетового (УФ) випромінювання Сонця, що згубно діє на багато організмів. Кліматичні чинники, особливо термічний режим і режим зволоження, істотно впливають на стан здоров'я і діяльність людини. У свою чергу, діяльність людини (антропогенні процеси) здійснює все більш зростаючий вплив на склад атмосфери і її кліматичний режим.

1.2. Газовий склад атмосфери

На відміну від атмосфер Юпітера і Сатурна, що складаються в основному з водню і гелію, і атмосфер Марса і Венери, основним компонентом яких є вуглекислий газ, земна атмосфера складається переважно з азоту і кисню.

Хімічний склад сухого атмосферного повітря (середня молекулярна маса $\mu = 28,944 \cdot 10^{-3}$ кг/моль) наведений у нижчеподаній таблиці .

Таблиця 2.1. Хімічний склад сухого атмосферного повітря біля земної поверхні

Газ	Об'ємна концентрація, %	Молекулярна маса, $\mu \cdot 10^3 \frac{\text{кг}}{\text{моль}}$
Азот	78,084	28,0134
Кисень	20,9476	31,9988
Аргон	0,934	39,948
Вуглекислий газ	0,0314	44,00995
Неон	0,001818	20,179
Гелій	0,000524	4,0026
Метан	0,0002	16,04303
Криптон	0,000114	83,80
Водень	0,00005	2,01594
Закис азоту	0,00005	44,0128
Ксенон	0,0000087	131,30
Двоокис сірки	от 0 до 0,0001	64,0628
Озон	от 0 до 0,000007 влітку; от 0 до 0,000002 взимку	47,9982
Двоокис азоту	от 0 до 0,000002	46,0055
Аміак	сліди	17,03061
Йод	сліди	253,8088
Окис вуглецю	сліди	28,01055

Крім постійних газових компонентів (N_2 , O_2 , Ar, Ne та ін.), атмосфера містить і змінні компоненти – водяну пару і вуглекислий газ.

Найбільш важливою змінною складовою частиною атмосфери є водяна пара. Просторово-часова мінливість її концентрації коливається в широких межах – від 3 % у тропіках до $2 \cdot 10^{-5}$ % в Антарктиді (у земної поверхні, де зосереджена основна її частина). Мінливість змісту водяної пари в тропосфері визначається балансом процесів випаровування, конденсації і горизонтального переносу.

Другим істотним змінним компонентом атмосфери є вуглекислий газ, мінливість змісту якого зв'язана з фотосинтезом, індустриальними забрудненнями і розчинністю його в морській воді (газообміном між атмосферою й океаном).

В атмосфері міститься також атмосферний аерозоль - завислі в повітрі частинки розміром від декількох нм до декількох десятків мкм, що утворюються при конденсації водяної пари і попадають в атмосферу з земної поверхні в результаті індустриальних забруднень, вулканічних вивержень, а також з космосу. Концентрація аерозолі швидко спадає з висотою.

Змінні компоненти атмосфери здатні суттєво впливати на термодинамічний стан повітря і на розподіл в атмосфері теплових потоків. З цієї причини їх прийнято називати *термодинамічно активними домішками*.

1.3. Будова атмосфери. Принципи розподілу атмосфери на шари

Численні спостереження показують, що атмосфера має чітко виражену шарувату будову (рис. 2.1). Основні риси шаруватої структури атмосфери визначаються в переважно особливостями вертикального розподілу її температури. У найнижчій частині атмосфери – тропосфері, – де спостерігається інтенсивне турбулентне перемішування, температура

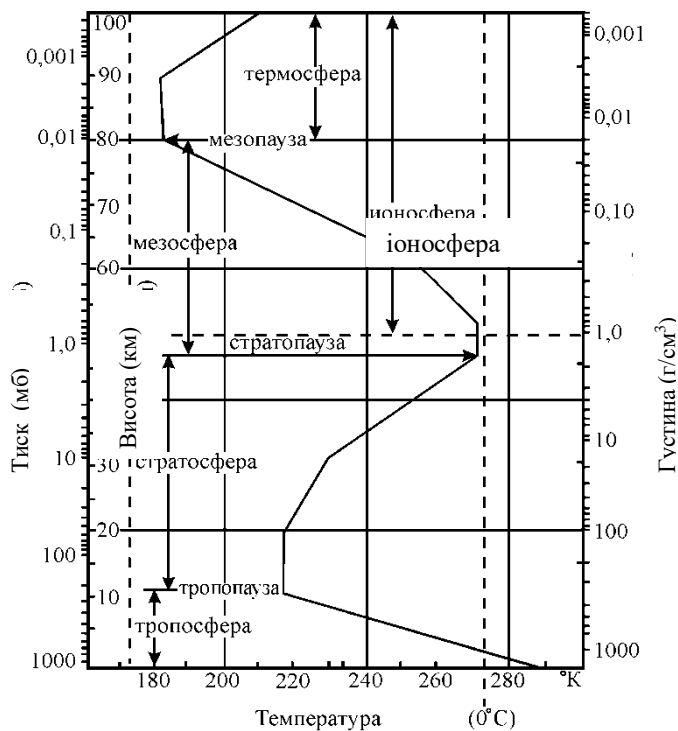


Рис. 2.1 Вертикальний розподіл температури в атмосфері

якої (на висотах 80 – 450 км) розташована термосфера, де температура, збільшуючись з висотою, сягає

дуже великих значень – понад 1000 К. Ще

вище (на висотах 450 - ~1000 км) знаходиться екзосфера, звідки атмосферні гази розсіюються у світовий простір і де відбувається поступовий перехід від атмосфери до міжпланетного простору. Звичайно всі шари атмосфери, що знаходяться вище тропосфери, називають верхніми, хоча іноді до нижніх шарів відносять і нижню стратосферу.

Шарувата структура атмосфери має і багато інших різноманітних проявів. На висоті 90 км проходить межа між гомосферою, де склад атмосфери практично не змінюється з висотою, і гетеросферою, де під впливом ультрафіолетового випромінювання Сонця відбувається дисоціація молекул, що приводить до зміни хімічного складу цієї частини атмосфери з висотою. Типові риси гетеросфери – це шари озону і власне світіння атмосфери. Складна шарувата структура є характерною для атмосферного аерозолі. Найбільше часто зустрічаються аерозольні шари під тропопаузою і на висоті 20 км. Шаруватим є і вертикальний розподіл електронів і іонів в атмосфері. Іонізована частина верхньої атмосфери, що розташована вище 50 км, називається іоносферою. Іоносфера являє собою природне утворення розрідженої слабоіонізованої плазми, що знаходиться в магнітному полі Землі. Завдяки своїй високій електропровідності вона має специфічні

властивості, що визначають характер поширення в ній радіохвиль і різних збурень. Іоносфера складається з декількох шарів (D, E, F), що розрізняються величиною концентрації електронів і іонів. Утворення іоносфери обумовлено процесами іонізації молекул короткохвильовим випромінюванням Сонця і їхніх рекомбінацій. Вивчення фізико-хімічних процесів, що відбуваються в іоносфері, і закономірностей поширення в ній радіохвиль складає зміст науки, яка називається аерономією.

Глава 2. ТЕПЛОВІ ПРОЦЕСИ В АТМОСФЕРІ

Для опису термічного стану атмосфери і термодинамічних процесів, що відбуваються в ній, введемо основні термодинамічні величини, якими звичайно користуються в метеорології:

- пружність водяної пари (e) – парціальний тиск водяної пари; причому граничне значення E цієї величини при даній температурі називається пружністю насиченої пари;

- абсолютна вологість (a) – густина водяної пари, $[a] = \text{г/м}^3$;

- відносна вологість $f = \frac{e}{E} \cdot 100\% = \frac{a}{a_{\max}} \cdot 100\%$; (2.1)

- питома вологість (q) – маса водяної пари m_n , що міститься у вологому повітрі, віднесена до маси вологого повітря $m_{\text{вл.}} = m_n + m_{\text{пов}}$, тобто

$$q = \frac{m_n}{m_n + m_{\text{пов}}} = \frac{\rho_n}{\rho_n + \rho_{\text{пов}}}; \quad (2.2)$$

- водність (w) маса рідкої фази води (у вигляді крапель), що міститься в одиниці об'єму, тобто

$$w = \frac{m_{\text{вод}}}{V}; \quad [w] = \frac{\text{г}}{\text{м}^3}; \quad (2.3)$$

- точка роси (τ) – температура, при якій водяна пара, що міститься в повітрі, стає насиченою (при постійних атмосферному тиску і питомій вологості).

Тиск в метеорології вимірюється в барах (б); $1 \text{ б} = 1 \text{ дн/см}^2$; $1 \text{ мб} = 10^{-3} \text{ б} = 0,75 \text{ мм рт. ст.}$;

$1 \text{ мм рт. ст.} = 1,333 \text{ мб}$; $1 \text{ б} = 750,08 \text{ мм рт. ст.} = 0,986923 \text{ атм}$; $1 \text{ б} = 0,1 \text{ Па}$;

нормальний тиск $p_0 = 760 \text{ мм. рт. ст.} = 1013,2 \text{ мб}$.

2.1. Термостатика атмосфери

Розглянемо основні закономірності, яким підлягає повітря в об'ємах, в яких динамічні процеси перетікають із нехтовно малою інтенсивністю.

2.1.1. Рівняння стану сухого повітря

Рівняння стану сухого повітря є рівнянням стану ідеального газу, тобто рівнянням Клапейрона – Менделєєва, що записане для сухого повітря, молярна маса якого $\mu = 28,966 \cdot 10^{-3} \text{ кг/моль}$. Якщо це рівняння записати так, щоб у нього входила густина ρ , то воно, очевидно, приймає вигляд

$$p = \frac{m}{V\mu} R T = \frac{\rho}{\mu} R T.$$

В метеорології прийнято користуватися молярною універсальною газовою сталою $R_\mu = \frac{R}{\mu}$, і тоді рівняння стану сухого повітря приймає вигляд

$$p = \rho R_\mu T, \quad (2.4)$$

$$\text{де } R_\mu = \frac{8,31}{29 \cdot 10^{-3}} \frac{\text{М}^2}{\text{с}^2 \cdot \text{К}} = 287 \frac{\text{М}^2}{\text{с}^2 \cdot \text{К}}.$$

Слід мати на увазі, що в метеорології звичайно універсальна газова стала позначається R^* , а молярна газова стала має означення R .

2.1.2. Рівняння стану вологого повітря

Виведемо рівняння стану вологого повітря. Як відомо, парціальний тиск водяної пари прийнято називати його пружністю і позначати e . Позначаючи густину сухого повітря ρ_0 , а густину пари, що міститься в ньому, ρ_π , запишемо вираз для густини ρ вологого повітря у вигляді:

$$\rho = \rho_0 + \rho_\pi$$

Виразимо кожен з величин правої частини відповідно до формули (2.4):

$$\rho_0 = \frac{p_0}{R_{\mu_0} T}; \quad \rho_\pi = \frac{e}{R_{\mu_\pi} T},$$

$$\text{де } R_{\mu_\pi} = \frac{R}{\mu_\pi} = \frac{8,31}{18,016 \cdot 10^{-3}} = 461,5 \frac{\text{М}^2}{\text{с}^2 \text{К}} - \text{молярна універсальна стала для водяної пари.}$$

Оскільки тиск вологого повітря $p = p_0 + e$, маємо

$$\rho = \frac{p - e}{R_{\mu_0} T} + \frac{e}{R_{\mu_\pi} T}.$$

(2.5)

Виразимо тепер R_{μ_π} через R_{μ_0} сухого повітря:

$$R_{\mu_\pi} = \frac{R}{\mu_\pi}; \quad R_{\mu_0} = \frac{R}{\mu_0}; \quad \frac{R_{\mu_\pi}}{R_{\mu_0}} = \frac{\mu_0}{\mu_\pi}; \quad R_{\mu_\pi} = \frac{\mu_0}{\mu_\pi} R_{\mu_0} = \frac{29}{18} R_{\mu_0} = 1,608 R_{\mu_0},$$

$$R_{\mu_\pi} = 1,608 R_{\mu_0}$$

(2.6)

Тоді

$$\rho = \frac{p - e}{R_{\mu_0} T} + \frac{e}{1,608 R_{\mu_0} T} = \frac{p}{R_{\mu_0} T} \left(1 - \frac{e}{p} + \frac{e}{1,608 p} \right) = \frac{p}{R_{\mu_0} T} \left(1 - 0,378 \frac{e}{p} \right).$$

З огляду на те, що $\frac{e}{p} \ll 1$ і маючи на увазі, що $(1 + 0,378 \frac{e}{p})^{-1} \approx 1 - 0,378 \frac{e}{p}$, можна записати

$$\rho = \frac{p}{R_{\mu_0} \left(1 + 0,378 \frac{e}{p} \right) T}.$$

(2.7)

Одержане рівняння є рівнянням стану вологого повітря. Величина

$$(1 + 0,378) T = T_v$$

називається віртуальною температурою. Її фізичний зміст полягає в тому, що при цій температурі густина сухого повітря при цьому ж тиску дорівнює густині вологого повітря. Тоді рівняння стану вологого повітря приймає вигляд:

$$\rho = \frac{p}{R_{\mu} T_v}$$

Звідси випливає висновок, що при однакових температурі і тиску густина вологого повітря менше густини сухого повітря.

2.1.3. Основне рівняння статки атмосфери

Розглянемо фізично нескінченно малий об'єм повітря, що міститься всередині паралелепіпеда з ребрами dx , dy , dz ., причому вісь z напрямлена від поверхні Землі вгору. При відсутності вертикальних і горизонтальних переміщень повітря, що виконується з достатньою точністю для атмосфери в цілому, умова рівноваги цього паралелепіпеда під дією гідростатичних і гравітаційних сил, очевидно, має вигляд:

$$dp = -\rho(z) g(z) dz$$

(2.8)

Це рівняння називається основним рівнянням статки атмосфери.

2.2. Барометрична формула

В зв'язку з неможливістю інтегрування рівняння (2.8) у загальному вигляді, тобто для будь-якого розподілу температури і густини повітря, що спостерігається реально, (нагадаємо, що $T=T(z)$, $\rho=\rho(T,z)$) задача розв'язується при деяких окремих припущеннях. Ці окремі припущення приводять до окремих розв'язків, які не можуть бути застосовані для атмосфери в цілому, але вони відповідають умовам, що характеризують окремі шари атмосфери, і тому мають велике практичне значення.

Розглянемо розподіл тиску в атмосфері при наступних припущеннях:

1. густина повітря з висотою не змінюється, тобто $\rho(z) = \text{const}$; така умовна атмосфера називається однорідною.
2. температура не змінюється з висотою, тобто $T(z) = \text{const}$; така модель атмосфери називається ізотермічною.
3. температура спадає з висотою за лінійним законом

$$T(z) = T_{z_0} - \frac{\partial T}{\partial z} z = T_{z_0} - \gamma T,$$

(2.9)

де T_{z_0} – температура на рівні $z = 0$, $\frac{\partial T}{\partial z} = \gamma$ – вертикальний градієнт температури.

При цій умові атмосфера називається політропною (назва обумовлена тим, що при $\rho \neq \text{const}$, $T \neq \text{const}$ процес, що характеризується сталою теплоємністю, ϵ , взагалі кажучи, політропним). Це найбільш загальний з розглянутих випадків.

4. Стандартна атмосфера, у якій сполучаються політропна (до 11 км) і ізотермічна (понад 11 км). атмосфери.

Розглянемо кожну з цих моделей окремо .

1. Однорідна атмосфера.

Вважаючи густину сталою величиною і інтегруючи рівняння (2.8) від 0 до z і, відповідно, від P_0 до P_z при $g = \text{const}$, одержимо:

$$P_z = P_0 - \rho g z.$$

Як видно з цієї формули, тиск обертається в нуль на висоті $z_{\text{max}} = \frac{P_0}{\rho g}$, яка є верхньою межею

застосування даної моделі. Числове значення цієї висоти за нормальних умов ($p_0 = 1013,2$ ГПа, $T_0 = 273$ К), як можна переконатися за допомогою розрахунку, дорівнює 7990 м. Оскільки фактично густина сильно залежить від висоти z , поняття однорідної атмосфери є

умовним і реально використовується в межах до ~ 500 м, що є придатним, наприклад, для потреб сільського господарства. В метеорології величина z_{\max} має значення допоміжної константи, що входить в багато розрахункових формул.

2. Ізотермічна атмосфера.

При $T = \text{const}$ інтегрування рівняння (2.8) приводить до добре відомої з загального курсу фізики барометричної формули:

$$P_z = P_0 \exp\left(-\frac{\mu g z}{RT}\right). \quad (2.10)$$

Заміняючи, як це прийнято в метеорології, $\frac{R}{\mu} = R_\mu$, зобразимо цю формулу у вигляді:

$$P = P_0 \exp\left(-\frac{g z}{R_\mu T}\right).$$

3. Політропна атмосфера.

Підставляючи в рівняння (2.7) ρ з формули (2.8) і зображуючи T у відповідності з формулою (2.4), отримаємо

$$dP = -\frac{P g(z) dz}{R_\mu (T_0 - \gamma z)}.$$

Інтегруючи останнє рівняння, одержимо

$$\frac{P_z}{P_0} = \left(\frac{T_0 - \gamma z}{T_0}\right)^{\frac{g}{\gamma R_\mu}}.$$

(2.11)

4. Стандартна атмосфера

Стандартна атмосфера, що особливо широко вживається в авіації, характеризується наступними параметрами:

- за нульовий рівень приймається рівень моря;
- тиск повітря на нульовому рівні $p_0 = 760$ мм. рт. ст. = 1013,2 мб;
- температура повітря на нульовому рівні $T_0 = 15^\circ\text{C} = 288$ К; на висоті 11 км (початок ізотермічного шару) $T_n = 216,5$ К ($-56,5^\circ\text{C}$)
- градієнт температури $\gamma = 6,5 \cdot 10^{-3}$ К/м;
- вологість у межах всієї атмосфери дорівнює нулю.

До висоти ~ 11 км (в тропосфері) тиск розраховується за формулою (2.11), а в інтервалі висот 11-25 км (в тропопаузі) – за формулою (2.10), в якій температуру T_0 треба замінити температурою T_{11} на висоті ~ 11 км.

Ця модель є найбільш досконалою з моделей атмосфери, що розглядалися.

2.3. Проявлення термодинамічних процесів в атмосфері

Атмосфера в дуже малому ступені нагрівається безпосередньо сонячними променями, основну кількість тепла вона одержує від нагрітої підстилаючої поверхні. Звідси зрозуміло, що поблизу від поверхні Землі (у тропосфері й особливо в прилеглому шарі, або шарі тертя, що простягається до висоти 1-1,5 км) градієнт температури є від'ємною величиною. Наявність такого градієнту спричинює активні вертикальні термодинамічні процеси, що перетікають в атмосфері.

2.3.1. Адіабатичні процеси в атмосфері

Вирішальну роль у поширенні тепла в атмосфері грає вертикальний обмін – висхідні і низхідні потоки повітря. Кожний фізично нескінченно малий об'єм повітря, що в метеорології умовно прийнято називати "частинкою повітря", нагрівається від підстилаючої поверхні, під дією Архімедової сили підіймається вгору і передає тепло верхнім шарам за допомогою молекулярної теплопровідності і випромінювання. Ці вертикальні рухи часто виявляються настільки швидкими, що підчас переміщення маси повітря ("частинок") теплообмін між нею й оточуючим середовищем (термостатом – "основною" частиною атмосфери) настільки малий, що їм можна зневажити. З цієї причини термодинамічні процеси, що відбуваються в "частинках" повітря, можна розглядати як адіабатичні. Досягаючи досить високих шарів атмосфери, такі обсяги повітря охолоджуються внаслідок їхнього адіабатичного розширення й опускаються донизу, обумовлюючи через це конвекційну циркуляцію в нижніх шарах атмосфери.

2.3.1.1. Сухоадіабатичний процес

Сухоадіабатичним процесом називається процес, що відбувається із сухим повітрям, що розглядається як ідеальний газ і описується рівнянням Пуассона:

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0}},$$

(2.12)

де γ_0 є відношенням молярної теплоємності повітря при сталому тиску C_p до молярної теплоємності при сталому об'єму C_v .

Для повітря числове значення величини $\frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0} = 0,286$.

Проаналізуємо питання про зміну температури T частинок повітря з висотою z при адіабатичному підйомі сухого повітря. Для цього запишемо перший закон термодинаміки для ідеального газу

$$\delta Q = \frac{m}{\mu} C_v dT + p dV \quad (2.13)$$

відносно до адіабатичного процесу у вигляді

$$\frac{m}{\mu} C_v dT + \frac{m}{\mu} R dT - V dp = 0$$

(останні два члена дорівнюють $p dV$, в чому легко пересвідчитися за допомогою диференціювання рівняння Клапейрона - Менделєєва).

Перетворюючи це рівняння, одержуємо

$$\frac{m}{\mu} C_v dT + \frac{m}{\mu} R dT - V dp = 0,$$

або

$$C_p dT - RT \frac{dp}{p} = 0.$$

Підставляючи в останнє рівняння $dp = -\rho g dz$ і виражаючи густину ρ повітря – термостата, що оточує висхідні частинки повітря і має температуру T' , з рівняння Клапейрона - Менделєєва, отримаємо

$$C_p dT + \mu g \frac{T}{T'} dz = 0.$$

З рівняння, що отримане, відразу ж знаходиться сухоадіабатичний градієнт температури:

$$\gamma_a = \frac{dT}{dz} = -\frac{\mu g}{C_p} \cdot \frac{T}{T'}$$

З огляду на те, що в реальній атмосфері різниця між T і T' не перевершує $5 - 10^0\text{C}$, тобто $\frac{T}{T'} \approx 1$, і замінюючи молярну теплоємність C_p на питому c_{pm} через співвідношення $C_p = c_{pm} \mu$, одержуємо

$$\gamma_a = -\frac{g}{c_{pm}}$$

Підставляючи в цю формулу числові значення g й $c_{pm} = \frac{1}{\mu} \cdot \frac{i+2}{2} R$ (для молекул газів, з яких складається повітря, число степенів вільності $i = 5$), отримаємо

$$\gamma_a = -0,98 \cdot 10^{-2} \frac{\text{K}}{\text{M}} \approx -0,01 \frac{\text{K}}{\text{M}}$$

Адіабатичний градієнт γ_a повітря, що переміщується по вертикалі, називається індивідуальним градієнтом. Він обумовлений зниженням температури висхідного потоку повітря внаслідок його адіабатичного розширення. На відміну від цього градієнта, вертикальний градієнт у навколишньому повітрі називається геометричним або локальним.

Порівнюючи отриману величину адіабатичного градієнту γ_a з величиною геометричного градієнту температури $\gamma = -6,5 \cdot 10^{-3} \frac{\text{K}}{\text{M}}$, стає очевидним, що температура повітря, яке здійснює адіабатичний підйом, знижується значно швидше, ніж температура оточуючого повітря.

Сухоадіабатичний процес є зворотнім у тому сенсі, що якщо температура висхідних потоків зменшується, то при опусканні цих потоків їхня температура підвищується.

Можна показати, що адіабатичний градієнт вологого ненасиченого повітря незначно відрізняється від адіабатичного градієнта сухого повітря в менший бік.

2.3.1.2. Рівень конденсації

Рівнем конденсації прийнято називати висоту, на якій пружність пари в повітрі, що підіймається, досягає насичення. Для визначення цього рівня встановимо зв'язок між питомою вологістю q , тиском повітря p і пружністю пари e . Згідно із формулами (2.2), (2.5) і (2.6),

$$q = \frac{\frac{e}{1,608 R_\mu T}}{p - e + \frac{e}{1,608 R_\mu T}} = \frac{\frac{e}{1,608}}{p - e + \frac{e}{1,608}} = 0,622 \frac{e}{p - 0,378e}$$

З огляду на те, що для реальної атмосфери завжди тиск $p \gg 0,378e$, наближено одержуємо

$$q = 0,622 \frac{e}{p}$$

Маючи на увазі, що величини q , e , p залежать від висоти z , знайдемо логарифмічну похідну від цього вираження і одержимо

$$\frac{1}{q} \cdot \frac{dq}{dz} = \frac{1}{e} \cdot \frac{de}{dz} - \frac{1}{p} \cdot \frac{dp}{dz}$$

Якщо повітря підіймається без вологообміну, то його питома вологість залишається постійною, тобто $q(z) = \text{const}$, отже:

$$\frac{1}{e} \cdot \frac{de}{dz} = \frac{1}{p} \cdot \frac{dp}{dz}.$$

Та температура $T = \tau$, при якій пара стає насиченою, і її пружність e стає рівною величині пружності насиченої пари E (тобто $e(\tau) = E(\tau)$), називається точкою роси. Величина E є зростаючою функцією температури. Ця функція зводиться в спеціальних метеорологічних таблицях.

Якщо пара досягла насичення, то $e = E$ і $T = \tau$, і тоді

$$\frac{1}{E} \cdot \frac{dE}{dz} = \frac{1}{p} \cdot \frac{dp}{dz},$$

а оскільки

$$\frac{dE}{dz} = \frac{dE}{d\tau} \cdot \frac{d\tau}{dz},$$

отримаємо

$$\frac{1}{E} \cdot \frac{dE}{d\tau} \cdot \frac{d\tau}{dz} = \frac{1}{p} \cdot \frac{dp}{dz}. \quad (2.14)$$

Похідну $\frac{dE}{d\tau}$ визначимо з рівняння Клаузіуса - Клапейрона, яке для насиченої пари має вигляд

$$\frac{dE}{d\tau} = \frac{L}{(V'_n - V'_b) \cdot \tau}, \quad (2.15)$$

де V'_b і V'_n – питомі об'єми води і пари відповідно, L – питома теплота пароутворення.

Оскільки питомий обсяг будь-якої фази визначається формулою $V' = \frac{V}{m} = \frac{1}{\rho}$, то рівняння

Клаузіуса - Клапейрона приймає вигляд

$$\frac{dE}{d\tau} = \frac{L}{\tau \left(\frac{1}{\rho_n} - \frac{1}{\rho_b} \right)} \approx \frac{L \rho_n}{\tau},$$

оскільки $\rho_n \ll \rho_b$.

Густина насиченої пари дорівнює $\rho_n = \frac{E}{R_{\mu n} \tau}$, отже:

$$\frac{dE}{d\tau} = \frac{LE}{R_{\mu n} \tau^2}.$$

Підставляючи останню формулу в рівняння (2.14) з урахуванням формул (2.4) і (2.8), отримаємо

$$\frac{L}{R_{\mu n}} \cdot \frac{d\tau}{dz} = - \frac{g\tau}{R_{\mu_0}}.$$

З огляду на формулу (2.6), знаходимо градієнт точки роси:

$$\frac{d\tau}{dz} = -1,6 \frac{g\tau}{L}.$$

Питома теплота пароутворення L є слабкою лінійною функцією температури, тому градієнт точки роси також слабо залежить від температури, і його прийнято вважати постійною величиною, яка обчислена при $\tau = 270 \text{ K}$ і $L = 2500 \text{ кДж/кг}$. Підстановка числових значень в останню формулу дає наступне значення градієнта точки роси:

$$\gamma_{\tau} = \left| \frac{d\tau}{dz} \right| = 1,7 \cdot 10^{-3} \frac{\text{град}}{\text{м}},$$

що прийнято записувати у вигляді: $\gamma_{\tau} = \frac{0,17^{\circ}\text{C}}{100\text{м}}$. Вважаючи γ_{τ} сталою величиною, можна записати

$$\tau(z) = \tau_0 - \gamma_{\tau} z,$$

де τ_0 – температура точки роси на нульовому рівні (на земній поверхні). З іншого боку, температура маси повітря, що підіймається адиабатично, на рівні z дорівнює

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

де γ_a – величина адиабатичного градієнту. На рівні конденсації $T = \tau$. Тоді з двох останніх рівнянь отримаємо:

$$z_k = \frac{T_0 - \tau_0}{\gamma_a - \gamma_{\tau}}. \text{ Оскільки } \gamma_a = 9,8 \cdot 10^{-3} \frac{\text{К}}{\text{м}} \text{ і } \gamma_{\tau} = 1,7 \cdot 10^{-3} \frac{\text{К}}{\text{м}}, \text{ остання формула для рівня}$$

конденсації набуває вигляду

$$z_k = 122(T_0 - \tau_0),$$

де z_k вимірюється в метрах.

Ця формула називається формулою Фереля.

2.3.2. Конденсація водяної пари в атмосфері. Намерзання льоду

Водяна пара, що знаходиться в атмосфері, за певних умов може конденсуватися - утворювати як рідку фазу (воду), так і тверду фазу (лід). Конденсація пари й утворення льоду відбувається на центрах конденсації – дрібних зародках крапель і кристалів (у цьому випадку фазовий перехід є гомогенним) або сторонніх домішках (наприклад, на дрібнодисперсних частинках пилу) – в останньому випадку фазовий перехід є гетерогенним. Оскільки у вільній атмосфері міститься мало ядер кристалізації, замерзання крапель починається при досить великому переохолодженні, тобто при температурі значно нижчій за температуру фазового переходу.

При певних метеорологічних умовах на поверхні об'єктів, що оточені хмарами або туманом, утворюється шар льоду. Прикладом таких об'єктів можуть бути електричні дроти і щогли ліній високої напруги в гірських районах, а також інші висотні спорудження і природні об'єкти.

Під інтенсивністю I обледеніння розуміється товщина h шару льоду, що утворюється на поверхні об'єкту за одиницю часу:

$$I = \frac{dh}{dt}.$$

Інтенсивність обледеніння визначається наступною емпіричною формулою:

$$I = \beta E \frac{w \cdot v}{\rho_l} \text{ мм/год.},$$

де β – безрозмірний коефіцієнт замерзання, який є відношенням маси льоду, що утворився, до маси осідаючої води ($\beta \leq 1$); E – безрозмірний інтегральний локальний коефіцієнт осадження крапель, який дорівнює відношенню кількості крапель, що осідають на поверхні визначеного профілю, до повної кількості крапель в об'єму, який проходить цей профіль за деякий час (природно, що $E_{\max}=1$); w – водність хмари (г/м^3); v – швидкість вітру (або літака відносно повітря); $\rho_l = 0,8 \text{ г/см}^3$ – густина льоду.

Наведена формула досить добре погоджується з реальністю. Найбільш інтенсивне намерзання льоду (обледеніння) відбувається в температурному діапазоні від декількох

градусів Цельсія нижче нуля до ~ 10 °С вище нуля, оскільки в цьому діапазоні існує максимальна кількість переохолоджених хмар. Якщо хмари складаються тільки з кристаликів льоду, обледеніння, як правило, не відбувається. Обледеніння у водних хмарах зв'язане з тим, що адсорбовані на поверхні об'єктів частинки є центрами кристалізації переохолоджених водяних крапель. Найбільша товщина шару льоду, що намерзає на літаках при польоті, досягає величини близько 25 мм.

2.4. Взаємодія сонячного випромінювання з атмосферою та підстилаючою поверхнею.

Найбільша частина (понад 95 %) випромінювання Сонця припадає на область так званого оптичного вікна (0,29 - 2,9 мкм), що включає видиме, близькі ультрафіолетову і інфрачервону ділянки спектра. Ця область зветься оптичним вікном з тієї причини, що саме тут земна атмосфера найбільш прозора для сонячного випромінювання, в той час як випромінювання в далеких коротко хвильовій і інфрачервоній областях (на які припадає, відповідно, близько 1 і 3,6 %) поглинається атмосферою. Крім того, атмосфера прозора також для радіохвильового випромінювання в інтервалі 1-2 см. Максимум спектральної щільності енергетичної світності Сонця припадає на довжину хвилі $\lambda_0 = 0,473$ мкм, що на підставі закону Віна дає колірну температуру Сонця $T = 6116$ К.

Кількісною характеристикою сонячного випромінювання, що досягає земної атмосфери, є величина, яка називається сонячною сталою. Ця величина чисельно дорівнює щільності потоку енергії (або, інакше кажучи, інтенсивності) випромінювання Сонця у всьому діапазоні частот на верхній межі земної атмосфери при середній відстані від Землі до Сонця, яка дорівнює одній астрономічній одиниці (149,6 млн км). Числове значення цієї

величини $I^* = (1369 \pm 14) \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$. Оскільки енергетична освітленість довільно обраної

площини залежить від географічної широти φ , то при усередненні по всій поверхні земної кулі величина інтенсивності I сонячного випромінювання на верхній межі атмосфери

виявляється рівною одній чверті сонячної сталої, тобто $I = \frac{1}{4} I^*$. Ця величина називається

сонячною інсоляцією.

Поглинання випромінювання різними газами в тій чи іншій спектральній області визначається характером поглинального спектру, в якому звичайно присутні смуги поглинання у певному діапазоні довжин хвиль. Умовно прийнято відносити діапазон довжин хвиль $\lambda < 4$ мкм до області короткохвильового випромінювання, а $\lambda > 4$ мкм – до області довгохвильового випромінювання.

2.4.1. Особливості поглинання атмосферою короткохвильового сонячного випромінювання і проблема атмосферного озону

Найбільш активно поглинають короткохвильове сонячне випромінювання кисень і озон. Так, молекулярний кисень має широку смугу поглинання в діапазоні довжин хвиль від дуже малих величин до 0,2 мкм, а озон доповнює цю смугу до 0,4 мкм, що призводить до екранування поверхні Землі і тропосфери від жорсткого електромагнітного випромінювання. Озон являє собою алотропну модифікацію кисню. Це вибуховий газ синього кольору з різким характерним запахом. Озон є сильним окислювачем. У значних кількостях сильно отруйний (більше, ніж вугарний газ). ГДК озону становить 10^{-5} %. Молекула озону O_3 , нестійка і може спонтанно перетворюватися в молекулу кисню O_2 із виділенням тепла. Озон утворюється внаслідок електричних розрядів, але набагато більш важливими є фотохімічні реакції за участю „речовин – посередників” (окислів азоту або вуглеводнів). Озон становить менш однієї мільйонної частки атмосфери як по об'єму, так і по масі. Основна його частина (до 90 %) концентрується в стратосфері. Інші 10 % зосереджені в нижніх шарах атмосфери. Товщина шару озону, що наведений до нормальних

умов, становить в середньому для всієї Землі (2,5 – 3) мм; в екваторіальних областях - близько 2 мм, а у високих широтах - до 4 мм. Основна маса озону в атмосфері розташована у вигляді шару – озоносфери - на висоті від 10 до 50 км (отже, межі озоносфери практично співпадають із межами стратосфери) із максимумом концентрації на висоті (20 – 25) км. Незважаючи на незначну його концентрацію, озон в значній мірі визначає характер поглинання сонячної радіації у земній атмосфері. Він сильно поглинає радіацію в різних ділянках спектра, і найбільш інтенсивно в діапазоні довжин хвиль менш 2900 \AA , тому досить активна в біологічному відношенні частина ультрафіолетової (УФ) сонячної радіації (близько 1,1 % всієї сонячної енергії) не досягає земної поверхні. Поглинання УФ радіації озоносферою призводить до підвищення її температури майже на 90 К, внаслідок чого температура інтенсивно поглинаючих верхніх шарів озоносфери перевершує $0 \text{ }^{\circ}\text{C}$.

Наявність озону в атмосфері навіть у дуже невеликій кількості досить важлива, тому що він захищає живі організми на Землі від шкідливої або навіть згубної дії надлишку ультрафіолетових променів Сонця. У давні геологічні епохи, до появи в атмосфері Землі кисню й до виникнення озону, життя могло розвиватися майже винятково в океані, під захистом шару води. Примітивна рослинність у вигляді водоростей, однак, потроху виділяла кисень в атмосферу, і на початку палеозойської ери кількість кисню досягла біля 1 % від сучасного, так що шар, озону, що утворився в атмосфері, піднявся уже над поверхнею Землі. У кембрійському періоді, близько 510-430 мільйонів років тому, життя пишно розцвіло у всіх його формах і на суші після сотень мільйонів років панування лише водоростей і грибів. Цю захисну роль озон зберігає й зараз.

Однак разом з тим озон є і досить небезпечним забруднювачем повітря. У великих містах внаслідок промислових і автомобільних викидів, які взаємодіють один з одним і з іншими газами, утворюються складні хімічні сполуки, виникає фотохімічний смог, що має високу концентрацію озону. Він діє на дихальні шляхи, дратує ока, порушує ріст рослинності й т.д. Його концентрація в повітрі, що використовується для дихання, не повинна перевищувати (150 – 200) мкг/м^3 .

Але більш загрозливою проблемою для людства, ніж озонове забруднення є виявлене протягом останніх десятиріч глобальне зменшення концентрації озону, що відбувається в окремих областях озоносфери. Ці області умовно називають озоновими дірками. В середньому на Землі з 1979 по 1990 рік зміст озону впав на 5 %. Причина цього явища пов'язується з тим, що озон досить активно реагує з фреоном, що надходить в атмосферу внаслідок її антропогенного забруднення. В зв'язку з тим, що екологічна роль озонового шару в глобальному масштабі велика, багато країн приступили до негайних практичних дій. Уже в 1978 р. США, Канада й Скандинавські країни заборонили застосування фреонів в аерозольних балончиках там, де в тім немає необхідності. Втім, поки що наявна інформація недостатня, щоб визначити основні причини коливання змісту озону в атмосфері й пояснити його механізм. Тому будь-які прогнози слід сприймати як гіпотетичні.

2.4.2. Довгохвильова сонячна радіація і парниковий ефект

У довгохвильовій області широкі смуги поглинання в діапазоні (15 – 40) мкм мають молекули вуглекислого газу і водяної пари, які знаходяться здебільшого в верхніх шарах тропосфери або в нижній стратосфері. Ці відносно холодні шари випромінюють мало, з цієї причини тропосфера, знаходячись у термодинамічній рівновазі з Землею, якби затримувє її випромінювання, і тому сонячне тепло, що доходить до земної поверхні, сильніше її нагріває. Це явище прийнято називати парниковим ефектом. Фізична причина парникового ефекту полягає в тому, що сонячне випромінювання сконцентроване в більш короткохвильовій частині спектра, ніж теплове випромінювання планети: 75 % енергії сонячного випромінювання припадає на діапазон довжин хвиль від 0,4 до 1,5 мкм , а 75 % енергії теплового випромінювання при $T = 300 \text{ K}$ (що приблизно відповідає земним умовам), - на діапазон (8-16) мкм , тобто перевипромінювання поглиненої сонячної енергії

відбувається головним чином в інфрачервоному діапазоні. Поверхня планети характеризується радіаційною або ефективною температурою T_e - температурою абсолютно чорного тіла, при якій його енергетична світність дорівнює енергетичній світності W випромінюючої поверхні планети, тобто, у відповідності з законом Стефана – Больцмана,

$$W = \sigma T_e^4.$$

Знайдемо цю температуру з умови рівності теплових потоків, що виходить з поверхні Землі при даній температурі і надходить до неї від Сонця. Очевидно, що перший з них дорівнює $4\pi R_{\oplus}^2 \sigma T_e^4$. Щоб знайти другий потік, треба помножити енергетичну освітленість сфери (відношення потоку сонячного випромінювання $4\pi R_{\square}^2 \sigma T_{\square}^4$ до площі поверхні, на яку падає випромінювання), радіус якої є відстанню $r_{ЗС}$ від Землі до Сонця, на середній переріз Землі πR_{\oplus}^2 . Оскільки частина A падаючого випромінювання відбивається від Землі, доля проміння, що поглинається, складає $1-A$. Величина A називається *альбедо*. Її значення складає $\sim 0,28$. Отже, враховуючи ці обставини, маємо

$$4\pi R_{\oplus}^2 \sigma T_e^4 = (1-A) 4\pi R_{\square}^2 \sigma T_{\square}^4 \frac{\pi R_{\oplus}^2}{4\pi r_{ЗС}^2}.$$

З рівняння, що отримане, визначимо радіаційну температуру Землі:

$$T_e = (1-A)^{1/4} T_{\square} \sqrt{\frac{R_{\square}}{2r_{ЗС}}}.$$

Підставляючи числові дані, знайдемо $T_e = 257 \text{ K} = -16 \text{ }^{\circ}\text{C}$.

За законом Віна при такій температурі максимум теплового випромінювання приходить на довжину хвилі $\lambda = 11,3 \text{ мкм}$, що відноситься до інфрачервоного діапазону. Але при наявності атмосфери в зв'язку з парниковим ефектом середня фактична температура T_s поверхні планети більша, ніж T_e . Різниця $\Delta T = T_s - T_e$ є мірою парникового ефекту. Саме завдяки цьому ефекту середня температура земної поверхні дорівнює $+14 \text{ }^{\circ}\text{C}$, в той час як у його відсутності вона б дорівнювала $-16 \text{ }^{\circ}\text{C}$, тобто для Землі $\Delta T = 30 \text{ K}$. Для Венери ця величина складає $\sim 500 \text{ K}$, а для Марса – лише 5 K . Очевидно, що збільшення концентрації водяної пари, вуглекислого газу, а також аерозолі буде підсилювати парниковий ефект, що може призвести до збільшення середньої температури нижньої атмосфери і до глобального потеплення клімату. Дійсно, світовий клімат, хоча й надзвичайно мінливий у масштабах декількох десятиліть, у цілому за останні 100 років став тепліше. Неухильне підвищення температури за 130 років було порушено короткочасним похолоданням в 1940-1970 років. Після цього потепління відновилося, не виявляючи вже ніякого відступу. Багато дослідників відзначають деякі протиріччя стосовно гіпотези парникового потепління. Справа в тому, що реальна величина потепління перебуває на нижньому кінці діапазону величин, що передбачається моделями парникового ефекту. Проблема історичних і сучасних змін клімату виявляється дуже складною і не знаходить рішення в схемах однофакторного детермінізму. Поряд з ростом концентрації вуглекислого газу, що обумовлений антропогенними факторами, важливий вплив на парниковий ефект мають зміни озоносфери, пов'язані з еволюцією геомагнітного поля. Розробка і перевірка нових гіпотез є необхідною умовою пізнання закономірностей загальної циркуляції атмосфери й інших геофізичних і антропогенних процесів, що впливають на біосферу.

2.5. Тепловий і радіаційний баланс атмосфери та Землі

Сонячна радіація, що приходить в атмосферу, частково поглинається атмосферою (у різній мірі різними газами), частково розсіюється на частинках аерозолі і флуктуаціях густини атмосфери. Частина нерозсіяної радіації, що досягає земної поверхні, утворює пряму радіацію. Досягаючи поверхні Землі, сумарна пряма і розсіяна радіація частково поглинається, а частково відбивається. Відношення відбитої інтенсивності радіації до падаючої називається альбедо. За рахунок поглиненої радіації земна поверхня нагрівається і стає джерелом власного довгохвильового (через те що температура випромінюючої поверхні Землі порівняно невелика) теплового випромінювання, спрямованого в атмосферу. В той же час в атмосфері також випромінюється довгохвильове випромінювання, частина якого спрямована до Землі (противипромінювання), а частина іде у світовий простір (виходяче випромінювання).

Для кількісної оцінки процесів теплового випромінювання і поглинання, що відбуваються в атмосфері, а також для аналізу її термодинамічного стану введемо поняття радіаційного балансу атмосфери. Визначимо радіаційний баланс атмосфери ΔR_A як суму густин потоків радіації Сонця Φ_{CA} і випромінювання земної поверхні Φ_{ZA} , що поглинаються атмосферою, за винятком густини потоку R_{AZ} випромінювання атмосфери, що досягає Землі (противипромінювання), і інтенсивності випромінювання атмосфери R_∞ у світовий простір, тобто

$$\Delta R_A = \Phi_{CA} + \Phi_{ZA} - R_{AZ} - R_\infty . \quad (2.16)$$

При цьому слід мати на увазі, що під терміном „радіаційний баланс” можна розуміти як результуючий потік радіації, так і результуючий баланс енергії за деякий відрізок часу. Врахуємо поглинання радіації шаром атмосфери товщиною h . Нехай потік, що входить в шар, має величину густини Φ_0 , а на виході із шару його величина дорівнює Φ_h . Тоді величина

$$\frac{\Phi_0 - \Phi_h}{\Phi_0} = A_h$$

буде визначатися як функція поглинання, а величина

$$\frac{\Phi_h}{\Phi_0} = P_h -$$

як функція пропускання. Обидві ці величини є функціями довжини хвилі. Є очевидним, що $A_h + P_h = 1$.

Якщо земна поверхня випромінює потік, густина якого є R_{z0} , то атмосфера поглинає потік, густина якого

$$\Phi_{ZA} = A_h R_{z0} = (1 - P_h) \cdot R_{z0}.$$

Тоді рівняння (2.16) набуває вигляду

$$\Delta R_A = \Phi_{CA} + R_{z0} - P_h R_{z0} - R_{AZ} - R_\infty .$$

Різниця між випромінюванням землі R_{z0} і противипромінюванням атмосфери R_{AZ} називається ефективним випромінюванням земної поверхні

$$R_e = R_{z0} - R_{AZ},$$

а сума випромінювання земної поверхні, яке пропущене атмосферою, $P_h R_{z0}$ і випромінювання самої атмосфери в світовий простір R_∞ є загальним випромінюванням планети Земля:

$$B_\infty = P_h R_{z0} + R_\infty.$$

З урахуванням двох останніх формул *рівняння радіаційного балансу атмосфери* набуває вигляду

$$\Delta R_A = \Phi_{CA} + R_e - B_\infty.$$

Величини, що входять в це рівняння, мають наступні числові значення: $\Phi_{CA} = 80 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$; $R_e = 52 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$; $V_\infty = 237 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$ (в тому рахунку $R_{30} = 154 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$; $R_{A3} = 102 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$; $R_\infty = 185 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$; $P_h \approx 0,3$). Підставляючи наведені числові дані в рівняння (2.16), знаходимо, що $\Delta R_A = -105 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$, тобто радіаційний баланс атмосфери є негативною величиною. Це означає, що випромінювання атмосфери перевершує поглинання нею теплового випромінювання. Дефіцит радіаційного балансу покривається позитивною величиною тепла, що випромінюється атмосферою в результаті турбулентного теплообміну між землею поверхнею й атмосферою ($17 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$), а також теплоти конденсації водяної пари. ($88 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$).

Аналогічним чином можна знайти радіаційний баланс землі (земної поверхні) ΔR_3 . Він складається алгебраїчно з поглиненої поверхнею землі сонячної радіації Φ_{C3} , противипромінювання атмосфери R_{A3} і випромінювання земної поверхні R_{30} :

$$\Delta R_3 = \Phi_{C3} + R_{A3} - R_{30}.$$

Оскільки $R_{30} - R_{A3} = R_e$, маємо

$$\Delta R_3 = \Phi_{C3} - R_e.$$

Підставляючи в це рівняння $\Phi_{C3} = 157 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$ і $R_e = 52 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$, знаходимо $\Delta R_3 = 105 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$.

Порівнюючи величини радіаційного балансу землі і атмосфери, приходимо до висновку, що вони є рівними за модулем і протилежні за знаками, тобто їх алгебраїчна сума дорівнює нулю. Легко бачити, що алгебраїчна сума $\Delta R_A + \Delta R_3 = \Delta R_\Pi$ є величиною радіаційного балансу всієї планети Земля. Позитивна частина цього балансу складається з сонячної радіації, яка поглинена атмосферою (Φ_{CA}) і поверхнею землі (Φ_{C3}), а негативна частина визначається сумарним випромінюванням всієї планети (V_∞), тобто

$$\Delta R_\Pi = \Phi_{CA} + \Phi_{C3} - V_\infty.$$

Підставляючи числові значення величин в правій частині цього рівняння, отримаємо $\Delta R_\Pi = 0$, отже сонячна радіація, що поглинена атмосферою Φ_{CA} і поверхнею землі Φ_{C3} , компенсується сумарним випромінюванням всієї планети (V_∞).

* * *

Аналіз процесів взаємодії сонячного випромінювання з атмосферою та підстилаючою поверхнею, а також теплового і радіаційного балансу Землі і атмосфери дозволяє схематично пояснити характер вертикального розподілу температури в атмосфері, що наведений на рис. 2.1. Очевидно, що атмосфера одержує теплоту від двох джерел: від земної поверхні (знизу) і від сонячного випромінювання (згори), в зв'язку з чим її температура має зростати при наближенні як до поверхні Землі, так і до верхньої межі атмосфери, що й спостерігається в тропосфері і термосфері. У відсутності інших факторів це мало б привести до наявності температурного мінімуму десь в проміжних шарах (наприклад, в стратосфері), але реально при збільшенні висоти від тропосфери до нижніх шарів стратосфери температура не зменшується, а збільшується, і лише в верхніх шарах стратосфери, переходячи через максимум $\sim 0^\circ\text{C}$, знов зменшується, сягаючи мінімуму (-90°C) на межі мезосфери і термосфери, після чого монотонно зростає. Такий характер температурного розрізу атмосфери свідчить про наявність в межах стратосфери джерела теплового випромінювання. Це випромінювання, як було з'ясовано в п. 4.1, зв'язано з поглинанням УФ радіації озоносферою, що призводить до підвищення її температури майже на 90 К, внаслідок чого температура інтенсивно поглинаючих верхніх шарів озоносфери перевершує 0°C .

2.6. Водяний баланс атмосфери

Водяний баланс атмосфери полягає в рівності кількості опадів, що випадають на поверхню землі, і кількості вологи, що випаровується з цієї поверхні. Кожна з цих величин дорівнює 113 см/рік. Атмосфера над континентами втрачає кількість води у вигляді опадів, що дорівнює 80 см/рік і набуває її у вигляді пари в кількості 48,5 см/рік. Над океанами спостерігається протилежна ситуація: втрати атмосферної вологи у вигляді опадів становлять 127 см/рік, а випаровування в атмосферу – 140 см/рік. Надлишок водяної пари, яка утворилася через випаровування з океанів, переноситься на континенти повітряними течіями. Кількість водяної пари, що перенесена з океанів на континенти, дорівнює стоку рік, які впадають в океан.

2.7. Рівняння припливу теплоти в атмосфері

При теплообміні між земною поверхнею та атмосферою головну роль відіграють наступні процеси: а) конвективний і турбулентний теплообмін; б) випромінювання і поглинання радіації (променистий теплообмін); в) фазові перетворення води; г) молекулярний теплообмін. Інтенсивність молекулярного теплообміну відіграє істотну роль лише в приземному шарі атмосфери, а у вільній атмосфері домінують процеси конвективного і турбулентного теплообміну.

Ці процеси обумовлені переносом енергії теплового руху повітряними масами, що беруть участь в конвекційному і турбулентному русі. Кількісною мірою інтенсивності переносу теплоти є щільність потоку теплоти \vec{j}_Q , що була введена рівнянням (1.71). Для

конвекційного переносу це рівняння дуже просто перетворюється до вигляду $\vec{j}_Q = \frac{\delta Q}{dV} \cdot \vec{v}$,

де \vec{v} – швидкість конвекційного переносу (в даному випадку – вітру), а величина $\frac{\delta Q}{dV} = H_v$, що за своїм змістом характеризує кількість теплової енергії в одиниці об'єму, називається об'ємним тепловмістом або об'ємною ентальпією. Неважко довести, що ця величина $H_v = c_p \rho T$, і тоді густина конвекційного потоку теплоти

$$\vec{j}_Q = c_p \rho T \vec{v}.$$

Оскільки горизонтальна складова середньої швидкості вітру в сотні разів більше за вертикальну складову, то конвекційний потік \vec{j}_Q обумовлює переніс тепла переважно по горизонталі. Горизонтальна складова густини цього потоку називається *адвективним* потоком теплоти; власно конвекційним потоком найчастіше називають лише вертикальну складову густини конвекційного теплового потоку.

Турбулентний переніс тепла є досить значним як в горизонтальному, так і в вертикальному напрямках. Густина потоку теплоти \vec{j}_Q^* в турбулентному процесі можна описати приблизним рівнянням

$$\vec{j}_Q^* \approx -\lambda^* (\text{grad } T + \vec{\gamma}_a),$$

де $\vec{\gamma}_a$ – сухоадіабатичний градієнт температури, λ^* – коефіцієнт турбулентної теплопровідності. Це рівняння формально має такий самий вигляд, що й рівняння молекулярної теплопровідності.

Внаслідок теплопереносу в кожному довільно обраному об'єму атмосфери існує приплив теплоти

$$\vec{j}_{Q\Sigma} = \vec{j}_{Q(+)} - \vec{j}_{Q(-)},$$

під яким розуміється різниця між густиною потоку теплоти, $\vec{j}_{Q(+)}$, що входить в даний об'єм, і $\vec{j}_{Q(-)}$, що виходить з нього (тобто приплив може бути як позитивною, так і негативною величиною). Незалежно від механізму теплопереносу, рівняння припливу тепла є однаковим. За своєю структурою воно є рівнянням неперервності, яке досить детально розглядається на прикладі руху ідеальної рідини в п.5 глави 3. Це рівняння має вигляд

$$\operatorname{div} \vec{j}_{Q\Sigma} = -\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} \quad (2.17)$$

Воно відіграє суттєву роль у дослідженні багатьох атмосферних процесів.

Глава 3. ДИНАМІЧНІ ПРОЦЕСИ В АТМОСФЕРІ

Атмосфера знаходиться в стану неперервного руху. Рух повітря відносно земної поверхні (вітер) породжується силою тиску, точніше його нерівномірним розподілом у горизонтальній площині. Основні закони, яким підлягає течія газу і рідини, мають однаковий вигляд, тому в першу чергу зосередимося на змісті цих законів і особливостях течії середовищ, які не мають пружності форми.

3.1. Ламінарна і турбулентна течія

Існують два принципово різних види течії рідини або газу: ламінарна і турбулентна течія. Ламінарна течія є упорядкованою течією, в якій окремі шари рідини переміщуються паралельно один одному. Реально вона спостерігається при досить малих швидкостях течії. У відсутності сил в'язкого тертя течія була б ламінарною при будь-яких швидкостях. Рідина, для якої в даних умовах силами в'язкого тертя можна знехтувати, називається ідеальною.

Турбулентна течія є неупорядкованою. В цьому разі швидкість і тиск рідини або газу в кожній точці коливається біля деяких середніх значень у даній точці; при цьому відбувається інтенсивне перемішування речовини, траєкторії руху частинок хаотично змінюються. Така течія характеризується наявністю численних нестійких вихорів, в тому рахунку і макроскопічних. Перехід від ламінарного до турбулентного режиму відбувається при досягненні течією деякої критичної швидкості $v_{кр.}$, якій відповідає критичне значення безрозмірного параметра Re , що називається числом Рейнольдса:

$$Re = \frac{\rho v D}{\mu}, \quad (2.18)$$

де ρ – густина речовини, D – характерний розмір неоднорідності (діаметр труби, розмір тіла, що обтікається потоком); μ – в'язкість (динамічна). При $Re < Re_{кр.}$ течія є ламінарною, при $Re > Re_{кр.}$ – турбулентною. Критична величина числа Рейнольда залежить від геометрії неоднорідності та деяких інших чинників і може змінюватися в межах від 10 до 10^6 . Для циліндричних труб вона близька до 2300 . Для атмосферних рухів критичне число Рейнольдса є значно меншим, що вказує на їхній переважно турбулентний характер.

Взагалі ж ламінарний потік заповнений вихровими нитками, які уявляють собою сукупність мікровихорів, що обертаються навколо власних осей (ниток). Однак за певних умов мікровихори можуть перейти в макровихори, обумовлюючи тим самим перехід від ламінарної течії до турбулентної.

3.2. Потенційна і вихрова течія

В механіці рідини і газу запроваджується поняття про циркуляцію вектора швидкості \vec{v} , яка визначається, у відповідності з рівнянням (1.17), рівнянням

$$\Gamma_v = \oint \vec{v} d\vec{\ell}, \quad \text{де}$$

$d\vec{\ell}$ – напрямлений елемент довжини довільного замкненого контуру, вздовж якого обчислюється криволінійний інтеграл.

Як було вказано у введенні до глави 2 розділу I, циркуляція будь-якого потенціального поля дорівнює нулю, з цієї причини і течія, для якої $\Gamma_v = 0$, називається потенційною. Прикладом потенційної течії є рух рідини вздовж паралельних прямих ліній з постійною швидкістю. Можна показати, що всяка течія ідеальної рідини, що виникла зі

стану спокою під дією консервативних сил, є потенційною. Якщо ж циркуляція швидкості відрізняється від нуля, то рідина або газ здійснює обертальний рух. Прикладом такого руху може бути плоска течія газу або рідини, коли частинки останньої обертаються по концентричним колам з однаковою кутовою швидкістю ω . Циркуляція швидкості по колу радіусом r (для якого $v = \omega \cdot r$) у цьому випадку дорівнює

$$\Gamma_v = 2\pi r v = 2\pi r^2 \omega = 2\omega S.$$

Тоді, використовуючи рівняння (1.19), приходимо до висновку, що

$$\text{rot} \vec{v} = 2\vec{\omega},$$

що збігається з рівнянням (1.23). З розглянутого прикладу очевидно, що напрям вихору лінійної швидкості обертального руху середовища збігається з напрямком його кутової швидкості). В даному випадку поле лінійної швидкості є соленоїдальним, або, як прийнято висловлюватися в гідродинаміці, течія є вихровою. Вихрова течія може бути як турбулентною, так і ламінарною, в той час як потенціальна течія може бути лише ламінарною. Довільний рух суцільного середовища можна розкласти на вихрову і потенційну течію. Рух атмосферного повітря має переважно вихровий характер.

3.3. Сили, що діють в атмосфері

Сили, що діють у будь-якому суцільному середовищі, прийнято поділяти на масові (об'ємні) і поверхневі. Масова сила пропорційна масі dm , а з нею й обсягу dV елемента рідини, на який вона діє. Цю силу можна позначити $\vec{f}dV$, називаючи

$$\vec{f} = \frac{d\vec{F}}{dV} \quad (2.19)$$

об'ємною густиною масових сил. Найважливішими прикладами масових сил є сила тяжіння і сили інерції. Поверхневі сили – це такі сили, дії яких підлягає кожен об'єм рідини або газу завдяки дотичним чи нормальним напругам, що діють на його поверхні з боку оточуючих частин середовища.

Основними силами, що діють на частинки повітря в атмосфері, є сила ваги, сила баричного градієнту, сила Коріоліса, відцентрова сила і сила тертя. Розглянемо кожну з цих сил окремо (за винятком сили ваги).

3.3.1. Сила баричного градієнту

Як відомо, тиск рідини або газу є однозначною функцією їх густини і температури. Оскільки ці параметри атмосфери досить сильно залежать від координат (особливо від висоти), атмосферний тиск також є функцією координат, що призводить до наявності в атмосфері градієнту тиску, який прийнято називати баричним градієнтом. Розглянемо газ, в якому відсутні сили в'язкості, або ідеальну рідину, що рухається в баричному полі. Виділимо в даному середовищі нескінченно малий циліндричний елемент довжиною dx і перерізом dS , що рухається в позитивному напрямку осі x , як вказано на рис. 2.2. При цьому на протилежні основання циліндру діють різні за величиною і протилежні за напрямком сили тиску. Знайдемо результуючу силу dF_p , що зумовлена зміненням тиску вздовж осі x . Як видно з рис. 2.2, ця сила

$$dF_p = [p(x) - p(x + dx)] dS = -\frac{\partial p}{\partial x} dx dS = -\frac{\partial p}{\partial x} dV.$$

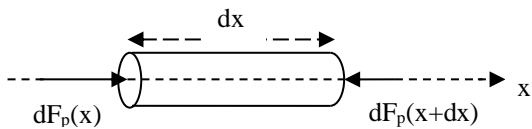


Рис. 2.2. Елемент рідини в баричному полі.

Останнє рівняння може бути подано у вигляді

$$\frac{dF_{p(x)}}{dV} = -\frac{\partial p}{\partial x}$$

або у векторній формі

$$\frac{dF_{p(x)}}{dV} \vec{i} = -\frac{\partial p}{\partial x} \vec{i}.$$

Оскільки складові сили dF_p вздовж осей y, z описуються аналогічними рівняннями, для призволяще обраного напрямку маємо

$$\frac{d\vec{F}_p}{dV} = -\text{grad } p. \quad (2.20)$$

Силу

$$d\vec{F}_p = -\text{grad } p \cdot dV$$

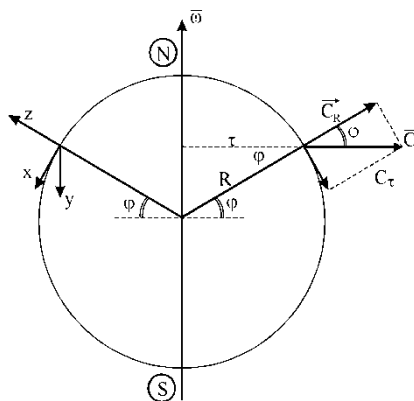
(2.21)

в метеорології прийнято називати силою баричного градієнту.

3.3.2. Сила Кориоліса

Оскільки атмосфера бере участь у добовому обертанні Землі з кутовою швидкістю $\vec{\omega}$, то на кожен частку повітря масою m , що рухається зі швидкістю \vec{v} відносно земної поверхні, діє Кориолісова сила

$$\vec{F}_K = 2m[\vec{v}, \vec{\omega}], \quad (2.22)$$



об'ємна густина якої, відповідно до співвідношення (2.19), дорівнює:

$$\vec{K} = 2\rho[\vec{v}, \vec{\omega}] \quad (2.23)$$

Проекції цієї сили на довільно обрані осі прямокутної системи координат (рис. 2.3) мають вигляд

Рис. 2.3. Система координат, що зв'язана з Землею.	$= 2\rho(\omega_z v_y - \omega_y v_z);$
	$= 2\rho(\omega_x v_z - \omega_z v_x);$
	$= 2\rho(\omega_y v_x - \omega_x v_y).$

Якщо вісь z спрямована по вертикалі, то слід мати на

Рис. 2.3. Система координат, що зв'язана з Землею увазі, що вертикальна швидкість v_z в атмосфері в десятки і сотні разів менше, ніж компоненти горизонтальної

швидкості v_x і v_y , і тоді проекції \vec{K} приймають вигляд

$$\dots \quad K_x \approx 2\rho\omega_z v_y; \quad K_y = -2\rho\omega_z v_x; \quad K_z = 2\rho(\omega_y v_x - \omega_x v_y). \quad (2.24)$$

Проекції $\vec{\omega}$ на осі x, y, z , як видно з рис. 2.3, виражаються через широту φ співвідношеннями $\omega_x = -\omega \cos\varphi$; $\omega_y = 0$; $\omega_z = \omega \sin\varphi$. Підставляючи ці значення проекцій в рівняння (2.24), отримаємо:

$$K_x = 2\rho\omega v_y \sin\varphi; \quad K_y = -2\rho\omega v_x \sin\varphi; \quad K_z = 2\rho\omega v_y \cos\varphi. \quad (2.24-$$

a)

Виходячи з загальних властивостей векторного добутку, легко бачити, що Коріолісова сила відхиляє частинки повітря або рідини, що рухаються, праворуч відносно їх швидкості в північній півкулі і ліворуч в південній півкулі. Цією обставиною пояснюється, наприклад, підмивання правих берегів рік у північній півкулі (закон Бера) і відхилення праворуч траєкторії куль і снарядів. Крім того, оскільки сила Коріоліса напрямлена перпендикулярно до вектору переносної швидкості, вона (разом з відцентровою силою) спричинює коловий рух частинок повітря, що приводить до циркуляційних процесів в атмосфері.

3.3.3. Відцентрова сила

Відцентрова сила інерції F_C обумовлена добовим обертанням Землі. Вона спрямована перпендикулярно до осі обертання (від Землі до оточуючого простору), і для

частинки масою m її величина $F_C = \frac{mv^2}{r}$, де v - лінійна швидкість обертання поверхні

Землі, r - відстань від даної точки поверхні до осі обертання Землі. Оскільки $r = R \cos\varphi$ (див. рис.2.3) і $v = \omega R$, об'ємна густина цієї сили, згідно з рівнянням (2.19), має вигляд $C = \rho\omega^2 R \cos\varphi$. Оскільки максимальна висота частинок повітря, що приймають участь у динамічних процесах в атмосфері, набагато менше радіуса Землі, $R \approx R_3$, і тоді

$$C = \rho\omega^2 R_3 \cos\varphi.$$

Нормальна і тангенціальна складові цієї сили відповідно рівні:

$$C_R = \rho\omega^2 R_3 \cos^2\varphi \quad \text{і} \quad C_\tau = \rho\omega^2 R_3 \cos\varphi \cdot \sin\varphi.$$

3.3.4. Сила в'язкого тертя

В'язке тертя виникає внаслідок переносу молекулами рухомого середовища імпульсу p_x впорядкованого руху цих молекул в напрямку нормалі \vec{n} до площини, де відбувається цей впорядкований рух. При цьому напрям нормалі співпадає з напрямом найбільшого зменшення тангенціальної швидкості середовища. В цьому випадку в рівнянні

$$(1.66) \quad \text{треба покласти } \chi = p, \quad \text{термодинамічну силу надати у вигляді } \text{grad}\zeta = \frac{dV_\tau}{dn}, \quad \text{а}$$

кінетичний коефіцієнт (коефіцієнт в'язкості або точніше просто в'язкість) μ_p зазвичай позначається літерами μ або η : Оскільки літера μ вже вживалася для позначення магнітної проникності і в подальшому вживається для позначення коефіцієнта водовіддачі, оберемо для коефіцієнта в'язкості позначення η . Враховуючи, що згідно з формулою (1,12)

$$j_p = \frac{d^2 p}{dt dS} = \tau, \quad \text{де } \tau - \text{тангенціальна напруга, у відповідності з рівнянням (1.66) отримаємо}$$

$$\tau = -\eta \frac{dV_\tau}{dn}.$$

$$(2.25)$$

Це рівняння відповідає закону Ньютона для в'язкого тертя. Знак мінус в цьому рівнянні обумовлений тим, що імпульс впорядкованого руху молекул передається в напрямку зменшення трансляційної швидкості.

Поруч із динамічною в'язкістю в розрахунках часто використовується інший показник – *коефіцієнт кінематичної в'язкості* (або кінематичну в'язкість) ν , який визначається як відношення динамічної в'язкості до густини рідини:

$$\nu = \frac{\eta}{\rho}.$$

Кінематична в'язкість має розмірність $\text{м}^2/\text{с}$. Широке розповсюдження має також позасистемна одиниця Стокс (Ст). $1 \text{ Ст} = 1 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$

При наявності турбулентності всередині потоку поруч із силою молекулярного внутрішнього тертя виникає ще й сила турбулентного внутрішнього тертя, існування якої можна з'ясувати наступним чином. Як відомо з гідродинаміки, турбулентна течія характеризується швидкими нерегулярними змінами швидкості, що викликають дуже інтенсивне перемішування потоку. Існування таких швидких пульсуючих рухів призводить до дуже інтенсивного переносу маси, імпульсу й енергії. В результаті цього відповідні потоки виявляються обумовленими саме цим, турбулентним перемішуванням, молекулярний перенос на його тлі стає дуже малим. При цьому явища турбулентного переносу описуються тими ж кінетичними рівняннями, що застосовувалися для опису молекулярного переносу, але з заміною молекулярних коефіцієнтів переносу на турбулентні. Такою є, наприклад, формула Бусинеска (J. Boussinesq)

$$\sigma_{\tau} = A \frac{dv}{dz}$$

для турбулентного тертя, що є турбулентним аналогом закону Ньютона (2.25) для в'язкого тертя, де σ_{τ} - питома сила в'язкого тертя при турбулентному переносі, а коефіцієнт турбулентної в'язкості A вже не є фізичною сталою рідини, а залежить від характеру руху, зокрема, від координат. У вільній атмосфері (за винятком приземного шару висотою (50 – 100) м і прилежого шару висотою (1000 - 1500) м ця сила є нехтовно слабкою порівняно з масовими силами та силою баричного градієнту.

3.4. Основне рівняння гідродинаміки – рівняння Ейлера

Основне рівняння гідродинаміки ідеальної рідини можна записати, узагальнюючи другий закон Ньютона на випадок руху такої рідини. Для виведення цього рівняння знов звернемось до рис. 2.2, де виділений елемент масою dm рідкого або газового середовища на цей раз знаходиться не лише під дією баричного поля, але й під дією сумарного поля масових сил, що характеризується в даній точці величиною $d\vec{F}$. Оскільки на даний об'єм dV діє також і сила баричного градієнту $d\vec{F}_p$, то другий закон Ньютона для такого елемента матиме вигляд

$$d\vec{F} + d\vec{F}_p = dm \frac{d\vec{v}}{dt}.$$

Враховуючи рівняння (2.21), після ділення останнього рівняння на dV отримаємо

$$\frac{d\vec{F}}{dV} - \text{grad } p = \rho \frac{d\vec{v}}{dt}.$$

Перший член в цьому рівнянні, згідно з визначенням (2.19), є об'ємною густиною масових сил, отже маємо

$$\vec{f} - \text{grad } p = \rho \frac{d\vec{v}}{dt}$$

(2.26)

Це рівняння є рівнянням руху ідеальної рідини або газу у відсутності сил в'язкості в полі масових сил при наявності баричного градієнту. Воно носить найменування *рівняння Ейлера*.

Якщо об'ємна сила має потенціал Π (що означає, що об'ємну густину такої сили можна подати у вигляді $\vec{f} = -\text{grad } \Pi$), то рівняння Ейлера набуває вигляду

$$\text{grad}(\Pi + p) = -\rho \frac{d\vec{v}}{dt}.$$

З цього рівняння випливає умова рівноваги рідини у полі потенційної сили Π (наприклад, гравітаційному полі). Оскільки при рівновазі прискорення відсутнє, ця умова полягає в тому, що

$$\text{grad}(\Pi + p) = 0.$$

Для гравітаційного поля, в якому вісь Z напрямлена вертикально вгору, потенціал має вигляд $\Pi = \rho g z$, і тоді умова рівноваги приймає вигляд

$$g + \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dz} = 0$$

Як видно з написаного, диференціальне рівняння Ейлера рівноваги рідини в потенційному полі зв'язує гідростатичний тиск, масову силу і фізичні властивості рідини.

Після інтегрування при $\rho = \text{const}$ маємо:

$$z + p/\rho g = \text{const}$$

або, замінюючи ρg через питому вагу γ ,

$$z + p/\gamma = \text{const}$$

Звідси отримуємо основне рівняння гідростатики у вигляді

$$H = z + p/\gamma = \text{const},$$

(2.26-а)

що є рівнянням Бернуллі в умовах гідростатики (тобто без врахування швидкісного напору $\frac{v^2}{2g}$).

З врахуванням сил в'язкості, що характеризуються величиною динамічної в'язкості η , рівняння руху рідини має вигляд

$$\vec{f} - \text{grad } p + \eta \nabla^2 \vec{v} = \rho \frac{d\vec{v}}{dt}$$

(2.26-б)

і називається рівнянням *Нав'є-Стокса* (у наведеному спрощеному вигляді воно описує нестисливе середовище за сталої температури і для цього випадку має, строго кажучи, назву рівняння Стокса).

Звернемо увагу на те, що похідна $\frac{d\vec{v}}{dt}$ в правій частині рівняння Ейлера є

прискоренням частинки повітря, з цієї причини вона називається індивідуальною похідною. В методі Ейлера рух рідини або газу визначається через завдання поля його швидкостей в просторі в кожний момент часу, тобто $\vec{v} = f(\vec{r}, t)$, або в проекціях на осі Декартової системи координат

$$v_x = f_x(x, y, z, t); \quad v_y = f_y(x, y, z, t); \quad v_z = f_z(x, y, z, t).$$

В такому разі, враховуючи, що швидкість частинки повітря залежить не тільки від часу, але й від координат, індивідуальні похідні швидкості вздовж осей координат дорівнюють

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{\partial v_x}{\partial t} + \frac{\partial v_x}{\partial x} \cdot \frac{\partial x}{\partial t} + \frac{\partial v_x}{\partial y} \cdot \frac{\partial y}{\partial t} + \frac{\partial v_x}{\partial z} \cdot \frac{\partial z}{\partial t};$$

$$\frac{dv_y}{dt} = \frac{\partial v_y}{\partial t} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \cdot \frac{\partial x}{\partial t} + \frac{\partial v_y}{\partial y} \cdot \frac{\partial y}{\partial t} + \frac{\partial v_y}{\partial z} \cdot \frac{\partial z}{\partial t};$$

$$\frac{dv_z}{dt} = \frac{\partial v_z}{\partial t} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \cdot \frac{\partial x}{\partial t} + \frac{\partial v_z}{\partial y} \cdot \frac{\partial y}{\partial t} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \cdot \frac{\partial z}{\partial t}.$$

Оскільки $\frac{\partial x}{\partial t} = v_x$, $\frac{\partial y}{\partial t} = v_y$, $\frac{\partial z}{\partial t} = v_z$, маємо

$$\left. \begin{aligned} \frac{dv_x}{dt} &= \frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} \\ \frac{dv_y}{dt} &= \frac{\partial v_y}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_y}{\partial z} \\ \frac{dv_z}{dt} &= \frac{\partial v_z}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_z}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_z}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \end{aligned} \right\}; \quad (2.27)$$

Частинні похідні від складових швидкості руху повітря, тобто вітру, по часу $\frac{\partial v_x}{\partial t}$, $\frac{\partial v_y}{\partial t}$, $\frac{\partial v_z}{\partial t}$ є локальними похідними і визначають локальне прискорення вітру, а величини, що дорівнюють добутку складових швидкості на їх похідні по координатах, є прискореннями сил інерції (в даному випадку локальної відцентрової сили).

3.5. Рівняння неперервності

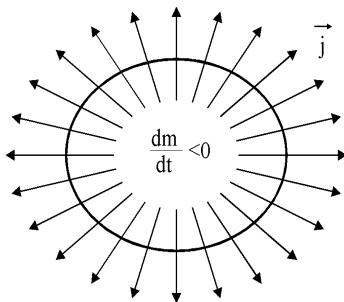


Рис. 2.4. Потік маси через замкнену поверхню.

Для аналізу динамічних процесів, що відбуваються в суцільному середовищі, рівняння руху (2.26) необхідно доповнити рівнянням неперервності, яке виражає закон збереження речовини і може бути отримане з наступних міркувань.

Розглянемо в суцільному середовищі уявну замкнену поверхню S (рис.2.4), через яку витікає потік рідини або газу густиною ρ . Густина потоку маси, у відповідності з рівняннями (1.12) і (1.13), дорівнює

$$\vec{j}_m = \frac{d^2 m}{dS dt} \vec{n}_0 = \rho \vec{v}$$

(2.28).

Проінтегруємо рівняння (2.28) по замкненій поверхні S . Тоді отримаємо $\iint_S \vec{j}_m d\vec{S} = \frac{dm}{dt}$.

При цьому слід мати на увазі, що похідна $\frac{dm}{dt}$ може бути як більшою, так і меншою за

нуль. Поверхневий інтеграл $\iint_S \vec{j}_m d\vec{S}$ за своїм фізичним змістом є повним потоком маси

речовини через замкнену поверхню (через те що $\vec{j}_m = \frac{d\Phi_m}{dS}$, де потік $\Phi_m = \frac{dm}{dt}$).

Оскільки при витіканні речовини через замкнену поверхню S (при цьому потік є позитивним) маса в об'єму, що обмежений даною поверхнею, зменшується з часом, в правій частині цього рівняння має бути знак мінус, отже останнє рівняння набуває вигляду

$$\oiint_S \vec{j}_m d\vec{S} = - \frac{dm}{dt} .$$

(2.29)

Виразимо тепер масу m через густину ρ , яка в загальному випадку може залежати як від часу, так і від координат: $dm = \rho(t,x,y,z) dV$. Тоді

$$\frac{dm}{dt} = \iiint \frac{\partial \rho}{\partial t} dV .$$

Таким чином, остаточно маємо

$$\oiint_S \vec{j}_m d\vec{S} = - \iiint \frac{\partial \rho}{\partial t} dV .$$

(2.30)

Перетворюючи це рівняння за допомогою теореми Остроградського з врахуванням рівняння (2.28), отримаємо

$$\operatorname{div} (\rho \vec{v}) = - \frac{\partial \rho}{\partial t} .$$

(2.31)

Два останніх рівняння є рівняннями неперервності в інтегральній (2.30) та диференціальній (2.31) формах.

3.6. Рівняння руху атмосфери. Основні рівняння метеорології

Сформулюємо рівняння руху атмосфери, враховуючи сили, що діють на частинки повітря. Як було вказано в п.3, в вільній атмосфері можна знехтувати силою в'язкого тертя порівняно з масовими силами і силою баричного градієнту. Крім того, щільність відцентрових сил, що обумовлені добовим обертанням Землі, також, як правило, значно менше всіх інших названих сил. В такому разі рівнянням руху вільної атмосфери є рівняння Ейлера (2.25), в якому результуюча щільність масових сил складається з густини сили тяжіння $\vec{G} = \rho \vec{g}$ та Коріолісової сили $\vec{K} = 2\rho[\vec{v}, \vec{\omega}]$, тобто

$$\rho \vec{g} + 2\rho[\vec{v}, \vec{\omega}] - \operatorname{grad} p = \rho \frac{d\vec{v}}{dt} .$$

(2.32)

Спроекуємо це рівняння на осі прямокутної системи координат, направляючи вісь z по вертикалі, використовуючи рівняння (2.24) і враховуючи при цьому, що $K \ll G$:

$$\left. \begin{aligned} \rho \frac{dv_x}{dt} &= -\frac{\partial p}{\partial x} + 2\rho\omega_z v_y; \\ \rho \frac{dv_y}{dt} &= -\frac{\partial p}{\partial y} - 2\rho\omega_z v_x; \\ \rho \frac{dv_z}{dt} &= -\frac{\partial p}{\partial z} - \rho g. \end{aligned} \right\}$$

Через малість вертикальної швидкості v_z в атмосфері $\frac{dv_z}{dt} \approx 0$, і тоді, з урахуванням системи рівнянь (2.27), рівняння руху вільної атмосфери в проєкціях на осі прямокутної системи координат набуває вигляду

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) - 2\omega_z v_y &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}; \\ \left(\frac{\partial v_y}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_y}{\partial z} \right) + 2\omega_z v_x &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}; \\ g &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}. \end{aligned} \right\}$$

(2.33)

Для аналізу динамічних процесів в атмосфері рівняння руху (2.33) доповнюється рівнянням неперервності (2.31). Експериментальна оцінка порядку величин похідних $\frac{\partial \rho}{\partial t} \approx 10^{-10} \frac{\text{кг}}{\text{м}^3 \text{с}}$ і $\text{div}(\rho \vec{v}) \approx 10^{-8} \frac{\text{кг}}{\text{м}^3 \text{с}}$, що входять в це рівняння, призводить до висновку, що перша з них є нехтовно малою порівняно з другою, в зв'язку з чим рівняння неперервності (2.31) матиме вигляд

$$\text{div}(\rho \vec{v}) \approx 0, \quad (2.34)$$

звідки, з урахуванням рівняння (2.19), випливає, що динамічні процеси в атмосфері мають суттєво вихровий характер.

Рівняння (2.34) в сполученні з рівнянням стану вологого повітря (2.7), рівнянням припливу теплоти (2.17), і системою рівнянь (2.33) являє собою систему основних рівнянь метеорології або систему рівнянь погоди.

3.7. Градієнтний вітер

На висотах, що перевищують 500–1000 м (тобто вище прибережного шару) вплив сили тертя на атмосферні рухи виявляється малим, і їм можна зневажити. Тоді режим руху вільної атмосфери поза прибережним шаром, що характеризується, як правило, постійною швидкістю, визначається градієнтом тиску, Коріолісовою силою і силами інерції. При цьому результуюча сила інерції, а, отже, і градієнт тиску можуть бути спрямовані під деяким кутом до вертикалі, внаслідок чого ізобаричні поверхні (надалі іменовані ізобарами) розташовуються не горизонтально, а під деяким кутом до горизонту. *Горизонтальний рівномірний рух повітря при відсутності сили тертя вздовж ізобар називається градієнтним вітром.*

3.7.1. Градієнтний вітер при прямих ізобарах (геострофічний вітер)

Розглянемо процес установаження стаціонарного режиму руху повітря. Якщо через деякий об'єм повітря проходять плоскі похилі ізобаричні поверхні, то на нього діє горизонтальна складова сили баричного градієнту, внаслідок чого він почне прискорено переміщуватися по нормалі до ізобаричних поверхонь. Але при цьому виникає Кориолісова сила, яка відхиляє об'єм, що рухається, вправо в північній півкулі. Зміна напрямку руху буде продовжуватися доти, поки горизонтальна складова цієї сили не зрівноважить горизонтальну складову сили баричного градієнту. Це відбудеться тоді, коли повітря рухатиметься вздовж ізобар. Такий *сталий горизонтальний рух повітря в прямолінійних і рівновіддалених ізобарах називається геострофічним вітром*. Геострофічний вітер є окремим випадком градієнтного вітру.

З попередніх міркувань очевидно, що вектор швидкості геострофічного вітру лежить у площині ізобар; при цьому, якщо стати обличчям по напрямку вітру, низький тиск залишається ліворуч у північній півкулі і праворуч – у південній. Це твердження називається *баричним законом вітру*.

Складові швидкості v_x і v_y геострофічного вітру визначимо з системи рівнянь (2.33) з урахуванням сталості швидкості вітру, тобто $\frac{d\vec{v}}{dt} = 0$, внаслідок чого отримаємо

$$v_x = -\frac{1}{2\rho\omega_z} \cdot \frac{\partial p}{\partial y}; \quad v_y = \frac{1}{2\rho\omega_z} \cdot \frac{\partial p}{\partial x}.$$

Згідно з рис. 3.3, $\omega_z = \omega \sin \varphi$, і тоді

$$v_x = -\frac{1}{2\rho\omega \sin \varphi} \cdot \frac{\partial p}{\partial y}; \quad v_y = \frac{1}{2\rho\omega \sin \varphi} \cdot \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (2.35)$$

Для екваторіальних широт, де $\varphi \rightarrow 0$, в формулах (2.35) виникає невизначеність, тому що, згідно з рівнянням (2.25), на екваторі $K_x = K_y = 0$, і, відповідно рівнянням (2.32) – (2.33), $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$; $\frac{\partial p}{\partial y} = 0$. Використовуючи правило Лопітала, легко переконатися в тому, що $v_x = 0$ і $v_y = 0$, тобто на екваторі геострофічний вітер відсутній.

Геострофічний вітер є доброю моделлю реального вітру вище прилежого шару (вище 1 – 1,5 км), яка використовується для детальних розрахунків вітру в цьому шарі. Ця модель широко застосовується в теоретичних розрахунках великомасштабної атмосферної циркуляції.

3.7.2. Градієнтний вітер при колових ізобарах. Циклони і антициклони

Як було прояснено в п. 6, основною рисою динаміки атмосфери є наявність в ній локальних вихорів, тобто повітряних мас, що обертаються в горизонтальній площині. З цієї причини розглянемо задачу про стаціонарний горизонтальний рух повітря при відсутності тертя стосовно для випадку криволінійних ізобар. Для цього зручніше перейти до полярної системи координат, в якій, використовуючи перетворення координат $x = r \cos \varphi$, $y = r \sin \varphi$, рівняння руху атмосфери (2.33) після досить громіздких перетворень можна подати у вигляді:

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r} \cdot \frac{\partial v_r}{\partial \varphi} - \frac{v_\varphi^2}{r} - 2\omega \sin \varphi \cdot v_\varphi = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial r}; \quad (2.36)$$

$$\frac{\partial v_{\varphi}}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_{\varphi}}{\partial r} + \frac{v_{\varphi}}{r} \cdot \frac{\partial v_{\varphi}}{\partial \varphi} + \frac{v_r v_{\varphi}}{r} + 2\omega \sin \varphi \cdot v_r = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{r \partial \varphi}.$$

(2.37)

Оскільки атмосфера є стаціонарною, похідні від компонент швидкості по часу в обох рівняннях дорівнюють нулю. Крім того, слід мати на увазі, що для колових ізобар і всі азимутальні похідні мають перетворюватися на нуль. За цих умов рівняння (2.37) може бути задовільнене лише при $v_r = 0$. В такому разі рівняння (2.36), в якому величина азимутальної швидкості v_{φ} вітру за прийнятою в метеорології традицією переозначається на c ($v_{\varphi} \equiv c$), набуває вигляду

$$\frac{c^2}{r} + 2\omega \sin \varphi \cdot c = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial r}.$$

(2.38)

Оскільки радіальна швидкість $v_r = 0$ і існує лише азимутальна швидкість, повітря рухається вздовж ізобар перпендикулярно до баричного градієнту. При цьому перший член рівняння (2.38) являє собою відцентрову силу, другий – Коріолісову силу, а член, що міститься в правій частині – силу баричного градієнту (всі сили діють на одиничну масу, тобто фактично вони є прискореннями, що спричинені цими силами).

Вихровий рух повітря вздовж колових ізобар називається циклогеострофічним або градієнтним вітром, який може мати характер циклону або антициклону.

Принциповою відмінністю циклону від антициклону є те, що в першому випадку $\frac{\partial p}{\partial r} > 0$, а в другому $\frac{\partial p}{\partial r} < 0$. Це означає, що в центральній області циклону має місце зона зниженого тиску, а в центральній області антициклону – зниженого. Розглянемо динамічну схему циклону і антициклону в північній півкулі (рис. 2.5 а, б). В першому випадку сила баричного градієнту напрямлена до центру циклону, а відцентрова та Коріолісова сили, що врівноважують її, - в протилежному напрямку (рис. 2.5 а). Як видно з цього рисунку, знаки в рівнянні (2.38) відповідають саме циклонові. Для антициклону, в якому сила баричного градієнту напрямлена від його центру, як видно з рис. 2.5 б, це рівняння набуває вигляду

$$-\frac{c^2}{r} + 2\omega \sin \varphi \cdot c = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial r}.$$

(2.39)

За напрямком Коріолісової сили, яка, як було показано в п.7.1, завше протилежна силі баричного градієнту, легко знайти напрям вектора швидкості вітру, що дує вздовж ізобар і співпадає в кожній точці з дотичній до ізобари. Згідно з рис. 2.5, в циклоні повітря рухається за годинниковою стрілкою, а в антициклоні – насупроти. В південній кулі напрямок обертання повітря в циклонах та антициклонах протилежний по відношенню до північної.

Знайдемо величину швидкості вітру в циклоні та антициклоні з рівнянь (2.38) і (2.39) відповідно. Швидкість циклону

$$c_c = -r\omega \sin \varphi \pm \sqrt{r^2 \omega^2 \sin^2 \varphi + \frac{r}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial r}}.$$

Оскільки розглядається плоский стаціонарний криволінійний рух вздовж колових концентричних ізобар, то при $r \rightarrow \infty$, що відповідає плоским ізобарам, швидкість c_c має бути скінченною величиною. Для забезпечення цієї умови необхідно обрати перед коренем знак плюс, тобто

$$c_c = -r\omega \sin \varphi + \sqrt{r^2 \omega^2 \sin^2 \varphi + \frac{r}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial r}}. \quad (2.40)$$

Очевидно, що в цьому разі при $r \rightarrow \infty$ $c_c \rightarrow 0$. На рішення рівняння (2.39), що описує антициклон, має накладатися така ж умова скінченності швидкості при $r \rightarrow \infty$, що і для рівняння (2.38).

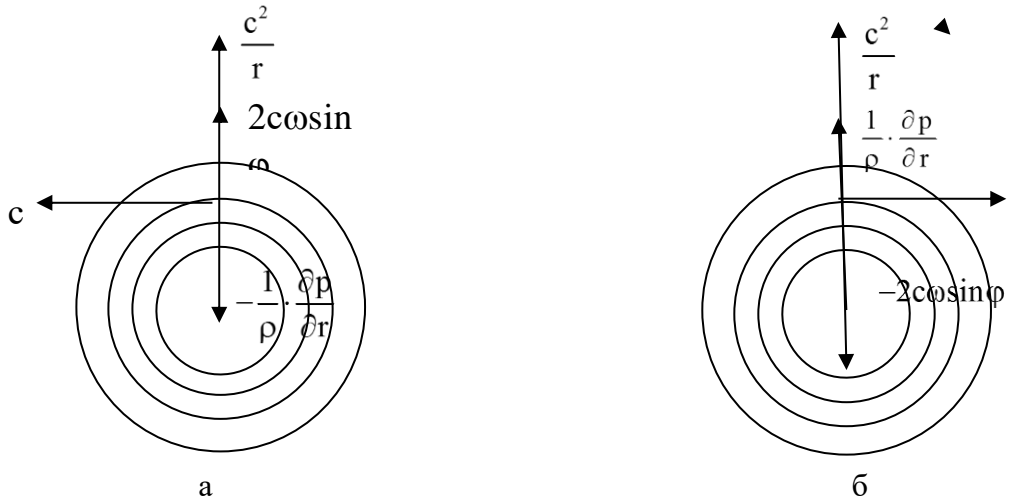


Рис. 2.5. Градієнтний вітер при колових ізобарах

Ця умова буде виконана, якщо в рішенні рівняння (2.39) перед коренем обрати знак мінус, і тоді для швидкості антициклона маємо рівняння

$$c_{ac} = r\omega \sin \varphi - \sqrt{r^2 \omega^2 \sin^2 \varphi - \frac{r}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial r}}. \quad (2.41)$$

Слід мати на увазі, що частинна похідна $\frac{\partial p}{\partial r}$ в рівняннях (2.39) - (2.41) визначена за модулем.

На відміну від циклона, де баричний градієнт і швидкість градієнтного вітру можуть мати будь-які, в тому рахунку і дуже великі значення, баричний градієнт і швидкість градієнтного вітру в антициклоні обмежені умовою невід'ємності дискримінанта в рівнянні (2.41), яка має вигляд

$$\frac{\partial p}{\partial r} \leq \rho r \omega^2 \sin^2 \varphi.$$

У приземному шарі, де має враховуватися сила тертя, вектор швидкості вітру відхиляється від ізобари на кут, величина якого α , як легко бачити, визначається формулою

$$\operatorname{ctg} \alpha = \frac{2\omega \sin \varphi + \frac{v}{r}}{\chi^*}.$$

Внаслідок цього рух повітря в циклоні напрямлений проти годинникової стрілки від периферії до центру, а в антициклоні – за годинниковою стрілкою від центру до периферії.

При цьому лінії струму мають вигляд спіралей, що сходяться до центра циклону і виходять з центра антициклону. Це призводить до витікання повітря в вертикальному напрямку з центра циклону і втікання повітря в центр антициклону з вищих шарів тропосфери, через що тиск в цих шарах збільшується над центром циклону і зменшується над центром антициклону. При достатньо швидкому підйомі повітря в центральних областях циклону відбувається його адіабатичне розширення, внаслідок чого температура повітря зменшується і водяна пара, що міститься у повітрі, конденсується у вигляді хмар. В антициклоні відбувається протилежний процес: внаслідок адіабатичного стиснення температура повітря підвищується, що призводить до випаровування води з хмар. З цієї причини в середині циклону погода зазвичай є прохолодною і хмарною, а в центральних областях антициклону - сухою і теплою (за винятком зимових умов, коли відсутність хмар призводить до вихолодження земної поверхні).

Циклони і антициклони мають розміри до 3000 кілометрів у перерізі і висоту 10 - 20 кілометрів; їхній середній час життя близький до тижня. Однак деякі з них досить довгий час розташовуються в одному місці. Такими є Ісландський циклон і Сибірський антициклон. Взагалі ж циклони і антициклони переміщуються зі швидкістю 30 – 40 км/год з Заходу на Схід. Загальна кількість циклонів і антициклонів на всій Землі в кожний момент часу приблизно однакова, внаслідок чого хмари закривають біля половини нашої планети.

3.8. Термічний вітер

В попередньому пункті йшлося про вплив градієнту тиску на характер вітру. Але на характер вітру впливає не лише градієнт тиску, але і градієнт температури. Прояснимо вплив горизонтального градієнту температури на характер геострофічного вітру. Для цього розглянемо в атмосфері шар повітря, що розташований між рівнями z_0 і $z = z_0 + \Delta z$, на яких температура має значення T_0 і T відповідно. Якщо середня температура шару T_m , то тиск p повітря на верхньому рівні буде

$$p = p_0 \exp\left(-\frac{g}{R_\mu T_m} \Delta z\right),$$

де p_0 – тиск на нижньому рівні. Якщо взяти логарифмічну похідну від тиску по координатах x і y , отримаємо

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{p} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} &= \frac{1}{p_0} \cdot \frac{\partial p_0}{\partial x} + \frac{g \Delta z}{R_\mu T_m^2} \cdot \frac{\partial T_m}{\partial x} \\ \frac{1}{p} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} &= \frac{1}{p_0} \cdot \frac{\partial p_0}{\partial y} + \frac{g \Delta z}{R_\mu T_m^2} \cdot \frac{\partial T_m}{\partial y} \end{aligned} \right\}.$$

Підставляючи в ці рівняння $p = R_\mu \rho T$ і $p_0 = R_\mu \rho T_0$ і ділячи їх на подвійну величину проекції кутової швидкості добового обертання Землі на вертикаль в даній точці поверхні $2T_z$, знайдемо

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{2\omega_z \rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} &= \frac{1}{2\omega_z \rho_0} \cdot \frac{T}{T_0} \cdot \frac{\partial p_0}{\partial x} + \frac{g \Delta z}{2\omega_z T_m^2} \cdot \frac{\partial T_m}{\partial x} \\ \frac{1}{2\omega_z \rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} &= \frac{1}{2\omega_z \rho_0} \cdot \frac{T}{T_0} \cdot \frac{\partial p_0}{\partial y} + \frac{g \Delta z}{2\omega_z T_m^2} \cdot \frac{\partial T_m}{\partial y} \end{aligned} \right\}.$$

Порівнюючи останні рівняння з рівняннями (2.35) і враховуючи, що $\omega_z = \omega \sin \varphi$, маємо

$$\left. \begin{aligned} (v_y)_z &= (v_y)_{z_0} \cdot \frac{T}{T_0} + \frac{g \Delta z}{2\omega_z T_m^2} \cdot \frac{\partial T_m}{\partial x} \\ (v_x)_z &= (v_x)_{z_0} \cdot \frac{T}{T_0} - \frac{g \Delta z}{2\omega_z T_m^2} \cdot \frac{\partial T_m}{\partial y} \end{aligned} \right\},$$

звідки видно, що складові геострофічного вітру на рівні z дорівнюють складовим геострофічного вітру на рівні z_0 , зменшеним у відношенні $\frac{T}{T_0}$, плюс деякі додаткові складові, що називаються складовими термічного вітру. Однак $\frac{T}{T_0}$ і $\frac{g \Delta z}{2\omega_z T_m^2}$ дуже мало відрізняються від одиниці, тому

$$\left. \begin{aligned} (v_y)_z - (v_y)_{z_0} &= -\frac{g \Delta z}{2\omega_z T_m^2} \cdot \frac{\partial T_m}{\partial x} \\ (v_x)_z - (v_x)_{z_0} &= \frac{g \Delta z}{2\omega_z T_m^2} \cdot \frac{\partial T_m}{\partial y} \end{aligned} \right\}. \quad (2.42)$$

Величини $(v_y)_z - (v_y)_{z_0} = \Delta v_y$ і $(v_x)_z - (v_x)_{z_0} = \Delta v_x$ є проекціями швидкості термічного вітру на осі x, y , а величини $\frac{\partial T_m}{\partial x}$ і $\frac{\partial T_m}{\partial y}$ - проекціями середнього горизонтального градієнту температури $\text{grad}T_m$.

Помножуючи перше рівняння системи (2.42) на $\frac{\partial T_m}{\partial y}$, а друге на $\frac{\partial T_m}{\partial x}$ і додаючи їх, отримаємо

$$\Delta v_x \frac{\partial T_m}{\partial x} + \Delta v_y \frac{\partial T_m}{\partial y} = 0.$$

В лівій частині цього рівняння записаний скалярний добуток векторів $\overline{\Delta v}$ (швидкості термічного вітру) і $\text{grad}T_m$ (середнього горизонтального градієнту температури). Оскільки скалярний добуток цих векторів дорівнює нулю, вони є паралельними, тобто вектор швидкості термічного вітру розташований в площині ізотерм так само, як геострофічний вітер в площині ізобар.

При достатньо великих горизонтальних різницях температур між повітряними масами виникають так звані *струмінні течії* – досить вузькі в перерізі (завширшки сотень і завтовшки десятків кілометрів) повітряні потоки довжиною кілька тисяч кілометрів з майже горизонтальною віссю в верхній тропосфері або стратосфері і великими градієнтами швидкості. Швидкість вітру на осі струменя складає не менш 30 м/с (108 км/год), максимальні зареєстровані швидкості вітру є близькими до 200 м/с (700 км/год). Такі течії спостерігаються зазвичай в субтропічних широтах.

3.9.Циркуляція атмосфери (в помірних широтах)

Для земної атмосфери є характерною великомасштабна циркуляція, що обумовлена в першу чергу нерівномірним розподілом її температури, особливо біля земної поверхні. Основною закономірністю розподілу атмосферного тиску в глобальному масштабі є те, що меридіональні (центральні) градієнти температури і тиску протилежні в приземному шарі і однаково напрямлені в верхній тропосфері, що спричинено конвекцією. Через це виникає

вертикальна циркуляція атмосфери, внаслідок якої потоки повітря, що рухаються близько земної поверхні, замикаються через вільну атмосферу. Розміри горизонтальних циркуляційних комірок складають сотні і тисячі кілометрів, а вертикальних – лише десятки кілометрів. Сукупність таких великомасштабних циркуляційних комірок утворює загальну циркуляцію атмосфери, яка через силу тертя впливає на швидкість добового обертання Землі, спричиняючи коливання протягом доби відносною величиною $\sim 10^{-8}$ (абсолютною величиною $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ с).

В більшій частині атмосфери полярних і помірних широт вітер напрямлений в середньому з заходу на схід. Цей термічний вітер утворюється градієнтом температури повітря, яка в тропосфері зменшується, за деякими винятками, від екватора до полюсів, причому взимку величина градієнта температури більша, ніж влітку. Широтний напрямок вітру є переважним для всієї земної поверхні через те, що ізобари, як і ізотерми, мають чіткий зональний характер (атмосфера, в якій ізобаричні і ізотермічні поверхні є паралельними, називається *баротропною*). При цьому виникає геострофічний та термічний вітер також в широтному напрямку.

В північній кулі, біля землі, зона західних вітрів простягається від 32° майже до полюса, а в південній – приблизно від 30° до 65° . Найбільша зональна швидкість вітру спостерігається в січні (поблизу до берегів Японії воно сягає 36 м/с), а найменша – в липні.

В західному потоці часто виникають вихори та хвилі, завдяки чому з'являються східні та меридіональні складові. Через це „рози вітрів” – діаграми повторності різних напрямків вітру – виявляють лише невелику перевагу західного вітру. В типовій для зими помірних широт (від 40° до 65° п. ш.) приземній комірці циркуляції атмосферний потік напрямлений на північ. Зворотний потік при цьому спостерігається вже в середній тропосфері.

Таким чином, в циркуляційних процесах, що відбуваються в помірних широтах, існують як меридіональні (центральної) складові вітру, так і зональні – східні та західні, причому останні мають значну перевагу.

Глава 4. РЕЛЬЄФОУТВОРЮЮЧІ ПРОЦЕСИ В АТМОСФЕРІ

За ознакою взаємодії атмосфери з земною поверхнею атмосферу розділяють на прилежний шар (який іноді називають також шаром тертя) і вільну атмосферу. В прилежному шарі (заввишки до 1 – 1,5 км) на характер руху повітря здійснює великий вплив земна поверхня через сили турбулентного (головним чином) тертя. В середині цього шару виділяють приземний шар (заввишки 50 – 100 м), який безпосередньо взаємодіє з поверхнею землі і здійснює на ній еолові процеси. Як відомо, еоловими процесами називаються процеси рельєфоутворення, що спричинені дією вітру. До них відносяться як еолова денудація (дефляція і корозія), так і акумуляція. В цих процесах виявляється динамічна дія атмосфери на земну поверхню, внаслідок чого виникають ті або інші форми еолового рельєфу. Розглянемо найбільш загальні закономірності, що виявляються в процесах еолового рельєфоутворення.

4.1. Вітрова ерозія

Вивчення ерозії земної поверхні, її причин та наслідків, а також заходів щодо її ліквідації має велике економічне та наукове значення. Водна та вітрова ерозія землі – це не випадкові примхи природи а постійні, здебільшого руйнівні процеси, що призводять до великих економічних збитків. При визначенні причин і наслідків ерозії доцільно виходити з рівнянь руху двохфазних турбулентних потоків, співвідносячи їх рішення з найбільш

надійними експериментальними даними. Можна назвати дві основних причини вітрової ерозії:

- попередні несприятливі метеорологічні і геофізичні умови в вигляді значної сухості повітря, пересихання ґрунту і зменшення зв'язності його частинок (пасивний чинник);
- надкритичні швидкості вітру, при яких спочатку виникає поземок, а потім стрибкоподібний рух частинок ґрунту в повітрі (активний чинник).

Розглянемо тепер основні чинники, що впливають на інтенсивність вітрової (а також і водної) ерозії. Такими чинниками є :

- швидкість турбулентних вітрових (водних) потоків;
- структура ґрунту, а також густина і розміри частинок, з яких він складається;
- величини коефіцієнтів обтічності λ_Φ (див. нижче формулу (2.43)), тертя λ_R і зчеплення λ_Q частинок ґрунту на суші і в повітрі.

При цьому під λ_Q розуміється коефіцієнт опору частинки ґрунту, що рухається відносно інших частинок оточуючого середовища, а λ_R є звичайним коефіцієнтом сухого тертя. Обидва коефіцієнта є безрозмірними величинами і можуть додаватися при знаходженні результуючої сили тертя.

Для вітрової (так само, як і для водяної) ерозії надзвичайно велике значення мають чотири критичних швидкості u вітру (для води - течії):

1. перша (u_{k1}), при якій частинки ґрунту відриваються від субстрату і рухаються по поверхні землі;
2. друга (u_{k2}), при якій починається стійкий стрибкоподібний політ частинок;
3. третя (u_{k3}), при якій здійснюється приземлення частинки після польоту і починається її гальмування на поверхні ґрунту;
4. четверта (u_{k4}), при якій рух частинки припиняється.

Критичні швидкості вітру не є незалежними одна від одної величинами. Між ними існує експериментально встановлений зв'язок, що виражається за допомогою наступних формул:

$$u_{k3} = 0,66u_{k2}; \quad u_{k4} = 0,66u_{k1}; \quad \frac{u_{k2}}{u_{k1}} = \sqrt{\text{ctg } \alpha},$$

де α - кут нахилу дотичної до траєкторії частинки, що здійснює стрибок, по відношенню до горизонту в місці відриву частинки від ґрунту.

Введення критичних швидкостей вітру спрощує процес розв'язування рівняння руху еолових частинок. Для складання такого рівняння розглянемо сили, що діють на частинки, що рухаються. Силою, яка спричинює рух еолової частинки (рушійною силою), є сила динамічного тиску з боку вітрового потоку, що обтікає частинку. Оскільки величина динамічного тиску $p = \frac{\rho_0 u^2}{2}$, величина рушійної сили

$$P_D = \lambda_\Phi \frac{\rho_0 u^2}{2} \Omega, \quad (2.43)$$

де λ_Φ - коефіцієнт обтічності, що залежить від форми частинки і характеру її поверхні;

ρ_0 - густина оточуючого середовища (повітря, насичене частинками ґрунту);

Ω - міделів переріз (площа проекції тіла, що рухається, на площину, перпендикулярну до напрямку його руху).

Перпендикулярна до швидкості тіла складова цієї сили P_{Dy} називається підйомною силою. Її величина залежить від форми тіла і характеру його обтікання повітряним потоком. Для сферичних частинок діаметром a ця сила має вигляд

$$P_{Dy} = 0,392\lambda_{\phi} \operatorname{tg}\alpha \rho_0 a^2 u^2.$$

Крім рушійної сили P_D , на еолові частинки діють також сила тяжіння mg і сила опору руху R . Під час руху по поверхні ґрунту величина цієї сили

$$R_1 = 0,785K(\lambda_R + \lambda_Q)(1 - \sin\varphi)[0,66(\rho - \rho_0)ga - \rho_0gh]a^2,$$

де φ - кут схилу ґрунту;

h - глибина занурення даної частинки в ґрунті;

K - коефіцієнт захисту ґрунту, величина якого приймає значення від 1 до 8 для ґрунту без рослинного покриву і від ~ 2 до 1000 при його наявності.

При зльоті частинки на неї діє сила в'язкого тертя $R_2 = \phi\eta au$,

де ϕ - коефіцієнт форми, який визначається геометричною формою частинок (для сферичних частинок він дорівнює 6π);

η - коефіцієнт динамічної в'язкості середовища.

Під час польоту на частинку може діяти також і сила лобового опору $R_3 = C_x \frac{\rho_0 u^2}{2} \Omega$

(C_x - коефіцієнт лобового опору), але при реальних значеннях швидкості вітру звичайно нею можна знехтувати порівняно з R_1 і R_2 . Для частинок, що знаходяться на грані зльоту, сила опору $R = R_1 + R_2$.

Враховуючи вищевикладене, рівняння руху для еолової частинки масою m , що рухається зі змінною швидкістю v_e відносно поверхні землі, слід записати у вигляді

$$m \frac{d\vec{v}_e}{dt} = \vec{P}_D + \vec{R} + m\vec{g}.$$

(2.44)

При припущеннях, що зроблені відносно характеру діючих на еолові частинки сил, а також вважаючи, що підйомна сила P_{Dy} напрямлена майже вертикально, а сила опору R - майже горизонтально, розв'язуючи рівняння руху (2.44), можна довести, що швидкість еолових частинок

v_e зв'язана зі швидкістю вітру u співвідношенням

$$v_e = u - u_{kl}.$$

Перша критична швидкість u_{kl} вітру, що входить в це рівняння, знаходиться за формулою

$$u_{kl} = 0,0144 \sqrt{K \frac{(\lambda_R + \lambda_Q)}{\lambda_{\phi} \rho} (1 \pm \sin\varphi) (0,66\rho ga + p_0)} \frac{M}{c},$$

де p_0 - нормальний атмосферний тиск.

Очевидно, що при цьому має виконуватися умова $u - u_{kl} \geq 0$, при якій еолова частинка знаходиться в повітрі. Слід також мати на увазі, що деякі коефіцієнти в правій частині цього рівняння (головним чином λ_Q і K) залежать від розміру частинок a , внаслідок чого швидкість еолових частинок v_e також залежить від їх розміру, а саме зростає зі зменшенням їх розміру.

4.2. Еолові форми рельєфу

Рельєфоутворююча діяльність вітру складається з процесів дефляції (видування і розвіювання), коразії (обточування) і акумулятивного переносу (відкладення). Всі ці

процеси в природних умовах тісно пов'язані один з одним, проявляються одночасно, і за своєю суттю є єдиним складним процесом. Внаслідок переміщення, яке обумовлено дефляцією, і відкладення вітром, тобто акумуляції, еолових частинок виникають акумулятивні і акумулятивно – дефляційні форми рельєфу, найбільш поширеними серед яких є бархани і дюни. Бархан є рухомою формою еолового рельєфу, що переміщується завдяки одночасній дії процесів суфозії та акумуляції. Висота барханів може сягати до 200 метрів. Вертикальний ріст бархану обумовлений висхідними токами повітря, і його висота визначається досить простою формулою

$$h = \frac{(v_e - u_{k2})^2}{2g},$$

де друга критична швидкість вітру

$$v_{k2} = 0,0144 \sqrt{K \frac{(\lambda_R + \lambda_Q)}{\rho \operatorname{tg} \alpha} (1 \pm \sin \varphi) (0,66 \rho g a + p_0)} \frac{\text{м}}{\text{с}}.$$

Поздовжній профіль бархану є дзеркальним відображенням траєкторії польоту еолових частинок.

Вихідний матеріал для еолової акумуляції постачається через процеси дефляції і еолової денудації – коразії.

4.3.Еолова денудація

Процес еолової денудації, або більш конкретно, коразії, полягає в руйнуванні гірської породи потоком повітря, що містить в собі абразивні еолові частинки, і є аналогічним піскоструминному ефекту. Введемо поняття про густину потоку денудації (інтенсивність денудації), використовуючи загальну дефініцію густини потоку, відповідно

формулі $j_D = \frac{d^2V}{dSdt}$, тобто визначимо цю величину як об'єм зруйнованого матеріалу на

одичній площі за одиницю часу. В момент зіткнення довільно обраної еолової частинки середньої масою m_0 з масивною гірською породою між ними виникає миттєвий контакт, причому безпосереднє зіткнення виникає не на всій контактній поверхні, а на окремих мікроскопічних „плямах контакту”, середня площа яких дорівнює $\Delta\Omega$, а поверхнева концентрація (число плям на одиниці площі) n_s . Через спеціальні розрахунки, які неможливо навести в даному посібнику, авторами було отримано рівняння, що зв'язує густину потоку денудації з матеріальними і механіко-статистичними характеристиками еолових частинок і гірської породи. Це рівняння має вигляд

$$j_D = n_s \sqrt{\Delta\Omega} R_a v_e \exp \left(\frac{\frac{n_v m_0 v_e^2}{2} - \sigma_0}{\sigma_i} \right),$$

де n_v – об'ємна концентрація еолових частинок (кількість частинок в одиниці об'єму);

σ_0 – реальна межа міцності матеріалу;

σ_i – середнє внутрішнє напруження;

v_e – середня швидкість еолових частинок;

R_a – середнє відхилення профілю поверхні від його середньої лінії.

Як видно з останнього рівняння, інтенсивність денудації надзвичайно сильно залежить від швидкості еолових частинок і дуже сильно від їх концентрації. Незважаючи на малу абсолютну величину j_D , об'єм зруйнованої речовини протягом значних інтервалів часу

може сягати великих значень, що й призводить до утворення дефляційно - корозійних форм еолового рельєфу.

Глава 5. КВАЗІСТАЦІОНАРНІ ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ ПРОЦЕСИ В АТМОСФЕРІ

Квазістаціонарні процеси – це такі процеси, що протікають у будь – якій обмеженій системі, швидкість поширення яких у цій системі настільки велика, що за час поширення процесу в межах системи стан її не встигає помітно змінитись. Зокрема, змінний електричний струм можна вважати квазістаціонарним, якщо його сила є однаковою в кожному перерізу провідника (провідного каналу). При цьому можна нехтувати кінцевою швидкістю розповсюдження електричного поля і вважати, що воно поширюється миттєво. Цим умовам повністю задовольняють електричні струми, що протікають в атмосфері.

При дослідженні квазістаціонарних електромагнітних процесів, що відбуваються в атмосфері, вивчається її іонізаційний стан, електропровідність, електричне поле, об'ємні заряди атмосфери і електричні струми, що протікають в ній, електризація хмар і опадів, грозові розряди, та інше. На розвиток явищ, що пов'язані з атмосферою електрикою, здійснюють вплив різні метеорологічні умови. В свою чергу електричні характеристики стану атмосфери можуть в окремих випадках впливати на розвиток деяких метеорологічних процесів і мають бути врахованими у практичній діяльності.

Вчення про атмосферну електрику виникло в середині 18 ст., коли американський вчений Б. Франклін своїми дослідженнями встановив електричну природу блискавки. В 20 ст. англійський вчений Ч. Вільсон заклав фундамент сучасної теорії атмосферної електрики, пов'язавши електричне поле атмосфери з процесами, що відбуваються в тропосфері. Широка програма дослідження електричних процесів в атмосфері була виконана протягом Міжнародного геофізичного року

Дані про атмосферну електрику використовуються в різних галузях науки і техніки, зокрема в геофізиці. Крім того, дані регулярних спостережень за градієнтом потенціалу та провідністю можуть використовуватися як індикатори забруднення атмосфери.

5.1. Генерація електричних зарядів в атмосфері

Атмосфера Землі знаходиться в слабо іонізованому стані. Електричний заряд атмосфери (величиною біля $3 \cdot 10^5$ Кл) в цілому є позитивним і обумовлений наявністю в ній іонів і заряджених дисперсних частинок атмосферного аерозолу. Іонізація атмосфери здійснюється за допомогою двох основних факторів:

- радіоактивного випромінювання речовин, що містяться в гірських породах Землі;
- іонізуючої дії космічних променів і "сонячного вітру".

Перший з цих факторів діє тільки безпосередньо близь земної поверхні, причому найбільш сильним іонізатором є радон. Другий же фактор - космічні промені і сонячний вітер (корпускулярне й ультрафіолетове випромінювання Сонця) - навпроти, мають максимальну інтенсивність у верхніх шарах атмосфери, причому його інтенсивність набагато перевищує інтенсивність радіоактивного випромінювання земних порід.

Генерація електричних зарядів виникає при виверженнях вулканів, грозових розрядах, пісочних бурях і заметілях, розбризкуванні води підчас прибою, опадах, виносах в атмосферу диму і пари. Просторовий розподіл електричного заряду q по об'єму V

характеризується його густиною $\rho_q = \frac{dq}{dV}$. В чистій незбуреній атмосфері густина заряду

$\rho_q \approx 10^{-13}$ Кл/м³. Швидкість процесу генерації електричних зарядів характеризується похідною від густини заряду по часу

$$\dot{\rho}_q = \frac{d^2q}{dV dt},$$

(2.45)

тобто вона дорівнює швидкості виникнення заряду в одиниці об'єму. Завдяки наявності вільних електричних зарядів в атмосфері існує електропровідність. Кількісною мірою електропровідності є величина σ , яка називається питомою електропровідністю (хоча загальнозживаним терміном, який і буде в подальшому вживатися в цьому сенсі, є просто провідність). Ця величина є обернено пропорційною питомому опору ρ , тобто $\sigma = \frac{1}{\rho}$.

Вона може бути обчислена за формулою Друде - Лоренца

$$\sigma = \frac{n q_0^2 \lambda}{m v} = q_0 n u^*,$$

де n - концентрація носіїв заряду;

q_0 - середня величина зарядів іонів та мікрочастинок, що беруть участь в процесі електропровідності;

λ - середня довжина вільного пробігу заряджених частинок;

m - середня маса заряджених частинок;

v - середня швидкість хаотичного руху заряджених частинок;

u^* - рухливість, що є коефіцієнтом пропорційності між напруженістю електричного поля та швидкістю впорядкованого руху заряджених частинок.

Оскільки концентрація іонів сильно зростає з висотою, провідність атмосфери, як видно з рівняння, що отримане, має також зростати зі збільшенням висоти. Закон зростання електропровідності близький до експоненціального. Якщо біля поверхні землі $\sigma_0 \approx 2,5 \cdot 10^{-14}$ Ом⁻¹·м⁻¹, то на висоті 10 км $\sigma_z \approx 3,0 \cdot 10^{-13}$ Ом⁻¹·м⁻¹. Електропровідність атмосфери обумовлена головним чином іонною складовою рухливості легких іонів, середнє значення

якої перевищує $10^{-5} \frac{M^2}{c \cdot V}$ (біля поверхні землі значення рухливості $u^* \approx 1,5 \cdot 10^{-4} \frac{M^2}{c \cdot V}$).

Легкі іони з великою ймовірністю захоплюються важкими іонами і частинками атмосферного аерозолу, внаслідок чого їх концентрація зменшується зі збільшенням концентрації останніх, що призводить до зменшення електропровідності атмосфери при її забрудненні. З цієї причини вимірювання електропровідності дозволяють визначити дуже малу кількість домішок аерозолу в атмосфері.

5.2. Електричне поле атмосфери

Головна частина електричного поля атмосфери близь земної поверхні обумовлена тим, що іоносфера, яка утворюється під дією сонячного вітру, має переважно позитивний заряд, що індукє на провідній поверхні землі заряди протилежного знака, внаслідок чого біля земної поверхні виникає електричне поле середньої напруженості біля $130 \frac{B}{m}$, що направлене від атмосфери до земної поверхні. Внаслідок обміну зарядами між атмосферою і земною поверхнею і безперервного генерування нових зарядів за допомогою іонізації в атмосфері виникає квазістаціонарне електричне поле, напруженість E якого при статичному розподілі зарядів визначається рівнянням Пуассона

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho_q}{\epsilon_0 \epsilon}.$$

(2.46)

Для одновимірного випадку це рівняння приймає вигляд

$$\frac{dE_z}{dz} = \frac{nq_0}{\epsilon_0 \epsilon},$$

(2.46-a)

оскільки густина об'ємного заряду ρ_q що обумовлений іонізованими молекулами, зв'язана з їх концентрацією n і зарядом q_0 співвідношенням

$$\rho_q = nq_0,$$

(2.47)

Однак безпосереднє обчислення залежності $E = E(z)$ за рівнянням (2.46-a) неможливо, тому що не тільки концентрація n , але й діелектрична проникність ϵ є зростаючими функціями висоти, явний вид яких невідомий. Крім того, слід мати на увазі, що розподіл зарядів не є статичним через рух зарядів, якому відповідають наступні типи струмів:

- струми провідності;
- конвекційні струми, що обумовлені переносом об'ємних зарядів повітряними течіями;
- струми опадів - спрямований рух об'ємних зарядів при падінні дощових крапель, граду, снігу та ін.;
- струми грозових і тихих розрядів.

Ці струми перетікають від атмосфери до землі, і їхня середня результуюча густина складає

$$(2-3) \cdot 10^{-12} \frac{\text{A}}{\text{m}^2}.$$

Електричне поле атмосфери характеризується різницею потенціалів між поверхнею землі та іоносферою величиною 200 - 250 кіловольт. Якщо середня величина напруженості цього поля близько земної поверхні в умовах „доброї погоди”, як було вказано вище, має значення $130 \frac{\text{В}}{\text{м}}$, то на висоті 10 км вона вже не перевищує декількох вольт на метр. При

погодних збуреннях (бурі, грози, тощо) величина поля в приземному шарі (шарі перемішування) може зростати у кілька разів, і збільшуватися з висотою в межах цього шару, а його напрямок може змінюватися на протилежний. Найбільші значення напруженості електричного поля атмосфери спостерігається в помірних широтах, а в екваторіальних та полярних широтах її значення зменшуються.

Характер залежності напруженості поля E від координати можна визначити, використовуючи рівняння безперервності

$$\operatorname{div} \vec{j} = - \frac{\partial \rho_q}{\partial t}.$$

(2.48)

Величина \vec{j} в цьому рівнянні є густиною електричного струму, яка визначається за формулою

$$\vec{j} = \frac{dq}{dS dt} \vec{n}_0,$$

(2.49)

де \vec{n}_0 - одиничний вектор в напрямку руху електричного заряду q .

Якщо розподілений заряд, що характеризується густиною ρ_q , рухається зі швидкістю \vec{v} , то, як легко бачити з попереднього рівняння,

$$\vec{j} = \rho_q \vec{v}.$$

(2.50)

Рівняння неперервності (2.48) виражає закон збереження електричного заряду і є аналогом рівняння неперервності (2.31), що є одним з формулювань закону збереження маси. Рівняння (2.49) і (2.50) також аналогічні рівнянню (2.28). З цієї причини виведення рівняння неперервності (2.48) може бути здійснене через просту заміну маси m на заряд q в

рівняннях (2.28) - (2.31). Частинна похідна $\frac{\partial \rho_q}{\partial t}$ в цьому рівнянні є локальною похідною,

яка характеризує швидкість зменшення густини позитивного заряду в даній точці внаслідок його витікання з цієї точки. Але при генерації зарядів в даній точці треба враховувати і процес виникнення в ній нових зарядів. Тому до правої частини рівняння (2.48) треба додати швидкість генерації таких зарядів $\dot{\rho}_q$, що визначається рівнянням (2.45), внаслідок чого рівняння (2.48) набуває вигляду

$$\operatorname{div} \vec{j} = -\frac{\partial \rho_q}{\partial t} + \dot{\rho}_q$$

Застосуємо отримане рівняння для вивчення електричного поля атмосфери. Для цього запишемо його в одномірному вигляді, направляючи вісь z від земної поверхні в атмосферу:

$$\frac{dj_z}{dz} = -\frac{\partial \rho_q}{\partial t} + \dot{\rho}_q.$$

Як видно з цього рівняння,

$$j_z = \int \left(\dot{\rho}_q - \frac{\partial \rho_q}{\partial t} \right) dz.$$

Оскільки згідно з законом Ома в диференціальній формі густина електричного струму

$$\vec{j} = \sigma \vec{E},$$

напруженість електричного поля атмосфери

$$E_z = \frac{1}{\sigma_z} \int \left(\dot{\rho}_q - \frac{\partial \rho_q}{\partial t} \right) dz,$$

де E_z і σ_z - напруженість електричного поля та провідність атмосфери відповідно в довільній точці z .

Хоча безпосереднє інтегрування рівняння, що отримане, неможливе через відсутність даних про явну залежність густини заряду і провідності від висоти (відомо лише, що обидві ці величини зростають зі збільшенням висоти), з нього випливає, що напруженість поля атмосфери обернено пропорційна її провідності, тому сильне зростання провідності з висотою обумовлює також сильне спадання напруженості (на великих висотах за експоненціальним законом). Завдяки обернено пропорційній залежності між цими величинами всі метеорологічні чинники, що впливають на провідність, впливають і на напруженість поля. Особливо сильно позначається вплив міри запилення повітря, що, знижуючи провідність, різко збільшує електричне поле. Туман звичайно підвищує напруженість поля.

5.3. Статична електризація дрібнодисперсних частинок

Відомо, що дрібнодисперсні частинки, до яких відносяться, наприклад, дрібні краплі води і зародки кристалів льоду, мають на собі електричний заряд, величина якого в деякому інтервалі розмірів пропорційна розміру частинок, а знак залежить від природи матеріалу частинок і навколишнього середовища. Фізичний механізм виникнення заряду на таких

частинках полягає у вирівнюванні електрохімічних потенціалів двох середовищ, що знаходяться в стані термодинамічної рівноваги. Він забезпечується через адсорбцію субмікроскопічними частинками атмосферних іонів а також термоелектронну емісію, що виникає при контактній взаємодії частинок. Як відомо з теорії контактних явищ, при контакті двох середовищ, між якими можливий обмін зарядженими частинками, між ними виникає контактна різниця потенціалів $\Delta\phi$, що зв'язана з різницею їх хімічних потенціалів $\Delta\mu$ співвідношенням $\Delta\phi = \frac{\Delta\mu}{e}$. Ця різниця потенціалів локалізована в зоні контакту між

середовищами на відстані, що прийнято називати подвійним електричним шаром. Хімічні потенціали взаємодіючих середовищ залежать, як правило, від їхньої температури, маси і концентрації мікроскопічних часток, що складають речовину, та ін. Потенціал ϕ_D такого подвійного електричного шару називається дебаєвським потенціалом (у фізичній хімії його зазвичай називають ξ - потенціалом). Він зменшується з відстанню r від зарядженої зарядом q квазісферичної частинки за законом

$$\phi_D = \phi_0 e^{-\frac{r}{\delta}},$$

де ϕ_0 - потенціал виходу для матеріалу частинки;

δ - радіус дебаєвського екранування, який можна ототожнювати із шириною подвійного електричного шару (за його межами електричне поле „основного” заряду є нехтовно малим).

З другого боку, цей потенціал можна розглядати як потенціал сферичного заряду q в середовищі з діелектричною проникністю ϵ , яка враховує індуковані заряди, тобто

$$\phi_D = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r}.$$

З двох останніх рівнянь випливає, що сферична частинка радіусом R , що здійснює обмін зарядами з навколишнім середовищем, має електричний заряд величиною

$$q = 4\pi\epsilon_0\epsilon\phi_0 R \cdot e^{-\frac{R}{\delta}}.$$

(2.51)

(при цьому в обох рівняннях треба покласти $r = R$) Як видно з цієї формули, при малих розмірах частинок ($R \ll \delta$) їхній заряд q майже лінійно залежить від радіусу R , а при великих розмірах ($R \gg \delta$) прямує до нуля.

Розглянемо більш детально дію механізму виникнення зарядів на дрібнодисперсних краплях води і частинках льоду. Для крапель води область, у якій спостерігається заряджений стан, звичайно міститься в межах 20 - 50 *мкм*. Величина заряду таких краплин складає $10e - 100e$ ($e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – заряд електрону). Заряд дрібних крапель води обумовлений наявністю в ній дисоційованих молекул на іони H^+ і OH^- ; при цьому існує можливість обміну цими іонами та іонами, що містяться в навколишньому повітрі. Оскільки в повітрі присутні іони різних знаків у різних областях атмосферного простору і у різні моменти часу, заряд крапель може бути різного знаку. Крім того, існує можливість обміну іонами H^+ і OH^- між рідкою і твердою фазою води при їхньому контакті, тому що ступінь дисоціації у твердій фазі набагато менше, ніж у рідкій, завдяки чому їхня концентрація для льоду набагато менше, ніж для води, що призводить до утворення різниці хімічних потенціалів і виникненню електричного заряду. Залежність концентрації іонів H^+ і OH^- від температури у твердій фазі обумовлює також появу зарядів протилежного знака на двох частинках льоду, що приходять у контакт при низькій температурі. При цьому частинка льоду, яка знаходиться при більш низькій температурі, має позитивний заряд.

5.4. Електрична структура і зарядовий стан хмар

В хмарах постійно відбуваються процеси утворення, росту, роздроблення крапель і кристалів, які супроводжуються, як правило, електризацією цих елементів. Для опадів і хмар є характерними наступні експериментально встановлені закономірності.

1. Під час одного дощу (снігопаду) випадає суміш позитивно і негативно заряджених крапель (кристалів). При цьому число позитивно заряджених крапель у середньому в 1,5 рази перевищує число негативно заряджених крапель. В той же час середній негативний заряд однієї окремої краплі, більше, ніж позитивний.

2. Заряд крапель, що зв'язаний з їх розміром формулою (2.51), змінюється в дуже широких межах, складаючи в середньому $q^+ = 1,1 \cdot 10^{-12}$ Кл і $q^- = -1,3 \cdot 10^{-12}$ Кл. Особливо великі заряди градин (до 10^{-10} Кл). Якщо краплі обложного дощу характеризуються середнім значенням потенціалу (0,5 – 10) В, то на краплях грозової зливи потенціал може доходити до 300 В при середньому значенні 40 В.

3. Заряд окремої хмари може бути як позитивним, так і негативним, але дуже розповсюджені хмари, в яких існують розділені області зарядів обох знаків, причому число таких областей може бути більше двох. Серед однозарядових хмар 65 % мають позитивний заряд, 35 % - негативний. Серед двохзарядових хмар 72 % мають позитивно заряджений верхній шар і негативно заряджений нижній; 28 % хмар мають зворотну полярність.

Середня об'ємна густина зарядів обох знаків дорівнює за модулем $\sim 10^{-10} \frac{\text{Кл}}{\text{м}^3}$, а в грозових

хмарах сягає $3 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Кл}}{\text{м}^3}$. Найбільша величина напруженості поля, що створене цими

зарядами, складає $(10^5 \div 10^6) \frac{\text{В}}{\text{м}}$ (для грозових хмар). Ця величина відповідає пробійної напруженості електричного поля для повітря.

Утворення електричного заряду в хмарі є наслідком різних термодинамічних, електрокінетичних і аеродинамічних процесів, тому неможливо побудувати універсальний механізм генерації електричних зарядів, але при всій різноманітності цих процесів механізми, що відповідають їм, можна поділити на три основних групи:

1. механізми, що пов'язані з захопленням частинками хмар іонів, що знаходяться в повітрі;
2. механізми, що пов'язані з процесами дифузії і термодифузії;
3. механізми, що пов'язані з обміном зарядами між частинками, які відбуваються внаслідок розриву контакту між частинками або внаслідок їхнього руйнування.

Розглянемо кожний з цих механізмів окремо для випадку просторово розділених різнойменних зарядів у хмарі, коли позитивний заряд розподілений у верхньому шарі хмари, а негативний - у нижньому, що, спостерігається в більшості реальних ситуацій (72% двохзарядових хмар).

1. Простежимо за поведінкою окремої водяної краплі, що рухається через хмару при наявності висхідних потоків. Нехай крапля достатньо велика, щоб рухатися при цьому донизу. Електричне поле атмосфери, що напрямлене до поверхні землі, поляризує краплю так, що верхня її частина матиме позитивний заряд, нижня – негативний. При цьому завдяки наявності в атмосфері іонів протилежних знаків нижня, позитивно заряджена частина краплі буде відштовхувати позитивні іони і притягувати негативні, внаслідок чого вона протягом падіння заряджається негативно. Верхня, негативно заряджена частина краплі швидко віддаляється від повільних іонів, тому ймовірність їхнього захоплення мала, і негативно заряджена з самого початку руху частина краплі не змінює свого заряду. Таким чином, вся крапля під час руху набуває негативного заряду. При цьому із нейтральної на момент початку руху системи іонів вибувають катіони, завдяки чому результуючий заряд всієї системи стає позитивним. Висхідні потоки підхоплюють позитивно заряджену

сукупність іонів і підносять її до верхніх ешелонів хмари. Таким чином, верхня частина хмари заряджається позитивно, а нижня, що збагачена негативно зарядженими краплями, - негативно.

2. Ініціатором процесів другої групи є дисоціація. Як було вказано вище, при дисоціації молекул води на іони H^+ і OH^- вони частково адсорбуються краплинами води і частково беруть участь в процесі дифузії. При наявності градієнту температури $grad T$ поруч з молекулярною дифузією, що спричинена градієнтом концентрації, виникає термодифузія, густина потоку якої

$$\vec{j}_T = -n \frac{D_T}{T} grad T,$$

де n - об'ємна концентрація іонів обох знаків,

D_T - коефіцієнт термодифузії, пропорційний рухливості іонів.

При відсутності висхідних струмів повітря іони H^+ , більш рухливі, ніж OH^- , проникають у холодну зону, розташовану на більшій висоті, що і призводить до переваги позитивного заряду у верхньому шарі хмари і негативного - у нижньому.

3. При наявності висхідних струмів повітря розподіл зарядів відбувається відповідно до моделі Латама (J. Latham) і Мейсона (B.J. Masson), в основі якої лежить наступний механізм. Дрібні переохоложені водяні краплі заносяться нагору висхідним струмом повітря і зіштовхуються з м'якими градинами. Ці зіткнення ведуть до замерзання частини краплі і підвищення температури всіх крапель до $0^\circ C$ внаслідок виділення прихованої теплоти кристалізації. Оскільки температура навколишнього повітря нижче нуля, у краплі, що замерзає, встановлюється радіальний градієнт температури, при наявності якого замерзання поширюється від периферійних областей до центральних. Коли внутрішня частина краплі замерзає і розширюється, зовнішня оболонка руйнується. В процесі замерзання іони OH^- , рухливість яких у твердій фазі набагато менше, ніж іонів H^+ , накопичуються в центрі краплі, що призводить до позитивного заряду периферичних її областей. Після замерзання краплі дрібні осколки позитивно заряджених периферичних областей підіймаються висхідними потоками повітря вгору, а більш важкі, негативно заряджені центральні частини крапель опускаються донизу, що і призводить до негативного заряду нижніх шарів хмари і позитивного - верхніх її шарів.

5.5. Електричні розряди в атмосфері

Утворення в грозовій хмарі великих об'ємних зарядів призводить до того, що між окремими частинами хмари, а також між різними хмарами і землею або об'єктами, що знаходяться поза хмарою, виникають електричні розряди, що спостерігаються у виді блискавок.

Іскрові розряди, що спостерігаються в атмосфері (блискавки), прийнято поділяти на лінійні, плоскі, кулясті і чоткоподібні або чоткові.

Найбільш розповсюдженими є лінійні блискавки, що підрозділяються на зигзагоподібні, розгалужені, стрічкові і ракетоподібні.

На відмінність від лінійної блискавки, яка характеризується певною траєкторією, плоска блискавка являє собою розряд, що охоплює значну частину хмари, і відбувається в його товщі. Вона відома під побутовою назвою „блискавиця”.

Чоткова блискавка складається з декількох (20-30) куль - „чоток” невеликого діаметра (порядку 10 см), що розташовуються вздовж розрядного каналу. Спостерігаються надзвичайно рідко.

Більш часто спостерігається куляста блискавка, що являє собою сферичні згустки плазми діаметром звичайно 10-20 см (хоча надзвичайно рідко спостерігалися кулясті блискавки діаметром до 3,5 м). Куляста блискавка спостерігається як зовні в атмосфері, так і в приміщеннях, рухається як горизонтально, так і вертикально з характерною швидкістю

від 1 до 10 м/с. Інтенсивність її свічення в середньому еквівалентна свіченню електричної лампи потужністю 100 Вт, існує також випромінювання в радіочастотному діапазоні. Вона закінчує своє існування, середній час якого складає ~ 10 с, або тихим погасанням або вибухом, який часом призводить до руйнувань. Природа кулястої блискавки досі не прояснена.

Оскільки лінійна блискавка є найбільш розповсюдженим типом іскрового розряду, зосередимось на її характеристиках. Середня довжина видимої частини лінійної блискавки складає величину близь 2-3 км, максимальна сягає 15-20 км і в рідких випадках навіть 40 км. Довгі блискавки звичайно виникають між хмарами. Лінійна блискавка, що сприймається оком як один спалах, в дійсності являє собою переривчастий розряд, який складається звичайно з 2-3 імпульсів (максимальна їхня кількість може сягати 50). Тривалість одного імпульсу складає від 50 до 100 мкс, і вони проходять один за одним через найбільш ймовірний час $\sim 0,03$ с. У зв'язку з цим повна тривалість блискавки дорівнює приблизно 0,02 с (максимальна тривалість - до 1,5 с). Різниця потенціалів між хмарою, що генерує блискавку на висоті біля 1 км і поверхнею землі, складає величину порядку 10^9 В. Сила струму блискавки змінюється в широких межах, складаючи в середньому величину порядку кількох кілоампер. Пікова величина струму розряду складає біля 20 кА, сягаючи максимальної величини ~ 500 кА. Електричний заряд, що переміщується однією блискавкою, в середньому складає величину (20 – 30) Кл і в окремих випадках може сягати 100 Кл. Потужність блискавки в імпульсі складає величину порядку мільйонів кВт при незначному енергетичному ефекті (0,15 кВт·год), тобто енергія однієї блискавки може забезпечити живлення однієї електричної лампочки потужністю 150 Вт протягом однієї години.

Розглянемо механізм розвитку лінійної блискавки. Блискавка являє собою безелектродний розряд, що виникає в значно більш слабких полях, ніж електродні розряди. Збір зарядів, що переносить блискавка, відбувається за тисячні частки секунди з мільярдів дрібних, добре ізольованих одна від одної частинок, що розташовані в обсязі декількох кубічних кілометрів. Для виникнення блискавки необхідно, щоб у відносно малому об'ємі хмари утворилося електричне поле з напруженістю, достатньої для початку електричного розряду (1 МВ/м), а в значній частині хмари існувало б поле із середньою напруженістю (0,1 - 0,2) МВ/м, достатньої для підтримання розряду, що почався. Процес розвитку наземної блискавки складається з декількох стадій. На першій стадії в зоні, де електричне поле досягає критичного значення, починається ударна іонізація, яка утворюється спочатку вільними електронами, що завжди присутні в невеликій кількості в повітрі. Під дією електричного поля ці електрони здобувають значну швидкість в напрямку до Землі і, зіштовхуючись з атомами газів повітря, іонізують їх. У такий спосіб виникають електронні лавини, що переходять в нитки випромінюючого іонізованого високопровідного газу – стримери. Зливаючись між собою, вони дають початок яскравому термоіонізованому каналу з високою провідністю - ступеневому лідеру блискавки. Рух лідера до землі відбувається ступенями в кілька десятків метрів зі швидкістю $5 \cdot 10^7$ м/с, після чого його рух припиняється на кілька десятків мікросекунд, а світіння сильно ослаблюється; потім в наступній стадії лідер знову просувається на кілька десятків метрів. Яскраве світіння охоплює при цьому всі пройдені ступені, після чого відбувається зупинка й ослаблення світіння. Ці процеси повторяються при русі лідера до поверхні землі з середньою швидкістю $\sim 2 \cdot 10^5$ м/с. У міру просування лідера до землі напруженість поля на його кінці збільшується, і під його дією з предметів, що виступають на поверхні землі, викидається відповідний стример, що з'єднується з лідером. Ця особливість блискавки використовується для створення блискавковідводу. У заключній стадії по іонізованому лідером каналу діаметром кілька сантиметрів прямує зворотний, чи головний розряд. Блискавки характеризуються струмами від десятків до сотень тисяч ампер, яскравістю, що помітно перевищує яскравість лідера, і великою швидкістю просування, що спочатку доходить до 10^8 м/с, а наприкінці зменшується до 10^7 м/с. Температура каналу при головному розряді

може перевищувати 25000 °С. Довжина каналу блискавки 1-10 км, . Після проходження імпульсу струму іонізація каналу і його світіння зменшуються. У фінальній стадії розряд блискавки може тривати соті і навіть десяті частки секунди, при цьому струм сягає величини сотень і навіть тисяч ампер. Такі блискавки називаються затяжними; вони спостерігаються найбільш часто і можуть призводити до пожеж. Головний розряд розряджає нерідко тільки частину хмари. Заряди, що розташовані на великих висотах, можуть дати початок новому (стрілоподібному) лідеру, що рухається безупинно із середньою швидкістю 10^6 м/с. Яскравість його світіння близька до яскравості ступеневого лідера. Коли стрілоподібний лідер доходить до поверхні землі, відбувається головний удар, подібний першому. Звичайно блискавка включає кілька повторних розрядів, але їхнє число може доходити і до декількох десятків. Тривалість багаторазової блискавки може перевищувати 1 сек. Зсув каналу багаторазової блискавки вітром створює так звану стрічкову блискавку - світну смугу.

Проходження блискавок супроводжується змінами електричних і магнітних полів і радіовипромінюванням - так званими атмосфериками. Ймовірність поразки блискавкою наземного об'єкта росте в міру збільшення його висоти і зі збільшенням електропровідності ґрунту на поверхні або на деякій глибині (на цих чинниках заснована дія блискавковідводу). Якщо в хмарі існує електричне поле, достатнє для підтримки розряду, але недостатнє для його виникнення, роль ініціатора блискавки може виконувати металічний предмет.

У блискавці електрична енергія хмари перетворюється в теплову, світлову і акустичну енергію. Різка підвищення тиску, що обумовлене ростом температури в каналі блискавки до (15000 -20000) °С, і супроводжується утворенням ударних хвиль, а також вибухами гримучого газу, який утворюється внаслідок дисоціації молекул води, сприймається як грім. Основна частота коливань грому ~ 20 Гц, радіус чутності близько (15 – 20) км. Оскільки ударна хвиля приходить від різних частин каналу і його розгалужень, а також відбивається від хмар, гір, фронтальних розділів та ін., виникає явище гуркотів грому.

Глава 6. ОПТИЧНІ ЯВИЩА В АТМОСФЕРІ

Земна атмосфера істотно впливає на електромагнітні випромінювання, що приходять з космосу, і насамперед від Сонця. Атмосфера сильно поглинає значну частину випромінювання. По суті в атмосфері існує два "вікна". Це "вікно", що пропускає видимі та інфрачервоні промені (довжина хвиль від 0,3 до 14 мкм зі смугою поглинання від 5 до 8 мкм), і "радіовікно", що пропускає хвилі від 1 мм до 30 м (зі смугами поглинання 2,5 і 5 мм, що властиві молекулам кисню, а також 0,16 і 1,35 мм, що властиві молекулам водню). Існування першого вікна, можливо, вплинуло на розвиток людського ока. З іншого боку, відсутність у людини органів, що сприймають метрові електромагнітні хвилі, можна пов'язати з незначною інтенсивністю природних хвиль цього діапазону в земних умовах.

Всі атмосферні оптичні явища можна поділити на п'ять груп:

1. явища, що обумовлені розсіюванням світла в атмосфері, – освітлення, форма і колір неба, присмерки та ін.;
2. явища, що обумовлені рефракцією світлових променів в атмосфері, – марева, мерехтіння зірок;
3. явища, що обумовлені заломленням і відбиттям світлових променів в краплях води і кристалах льоду, – веселка, гало;
4. явища, що обумовлені дифракцією світла в хмарах і тумані, - вінці, глорії;
5. явища, що обумовлені гальмуванням заряджених частинок в атмосфері, - полярні саява.

Розглянемо найбільш важливі серед цих явищ.

6.1. Явища, що обумовлені розсіюванням світла в атмосфері. Поглинання світла

До явищ, що обумовлені розсіюванням світла в атмосфері, відносяться головним чином освітлення, форма і колір неба, присмерки та ін. Розглянемо насамперед фізичний механізм розсіювання світлових хвиль в атмосфері.

Найбільш розповсюдженим типом розсіювання світла в атмосфері є релеевське розсіювання світлової хвилі на частинках, розміри яких суттєво менше довжини світлової хвилі. Такими частинками можуть бути як колоїдні частинки, так і молекули, що порушують однорідність середовища. Механізм цього типу розсіювання зв'язаний зі збудженням падаючою електромагнітною хвилею коливань молекулярних диполів. Як показав лорд Дж. Релей (J.W. Strutt), інтенсивність хвилі, що розсіюється сферичними діелектричними частинками об'ємом V_0 ,

$$I_r = 9\pi^2 I_0 \tilde{\epsilon}^2 \left(\frac{\epsilon - \tilde{\epsilon}}{\epsilon + 2\tilde{\epsilon}} \right)^2 \cdot \frac{V_0^2}{\lambda^4} \cdot \frac{1 + \cos^2 \varphi}{2r^2} n_v \delta V,$$

(2.52)

де ϵ - діелектрична проникність частинки;

$\tilde{\epsilon}$ - діелектрична проникність середовища без частинок;

φ - кут між напрямком поширення падаючої хвилі і хвилі, що розсіюється (кут розсіювання);

λ - довжина світлової хвилі

n_v - середнє число частинок в одиниці об'єму (об'ємна концентрація);

I_0 - інтенсивність світла, що падає;

r - відстань від об'єму δV , що є джерелом випромінювання, до точки спостереження. Рівняння (2.52) звичайно прийнято називати законом Релея. Згідно з цим законом, інтенсивність розсіяного світла обернено пропорційна четвертому степеню довжини світлової хвилі. Розсіяне світло є частково поляризованим. Частинками, що розсіюють сонячне світло, є частинки атмосферного аерозолу (сукупність дрібних частинок, що беруть участь в тепловому русі). В разі відсутності таких частинок, тобто для ідеально чистого повітря, в рівнянні (2.52) треба формально покласти об'єм частинки $V_0 = 0$, і тоді отримаємо, що інтенсивність розсіяного світла $I_r = 0$. Але, як свідчать численні експерименти, в ідеально чистому повітрі інтенсивність розсіяного світла не тільки не зменшується, а, навпаки, збільшується порівняно з повітрям, що містить домішки. Як довели М. Смолуховський (M. Smoluchowsky) і А. Айнштейн, розсіювання світла відбувається на флуктуаціях густини повітря (а через це і показника заломлення) у верхніх шарах атмосфери. Зв'язок між густиною повітря і показником його заломлення майже очевидний. Як відомо з елементарної теорії електромагнітних хвиль, показник заломлення n газів зв'язаний з числом n_v молекул в одиниці об'єму і величиною поляризованості молекул β рівнянням

$$n = \sqrt{1 + 4\pi\beta n_v}.$$

Оскільки число молекул в одиниці об'єму газу n_v зв'язано з його густиною ρ співвідношенням

$$n_v = \frac{\rho N_A}{\mu},$$

де μ - молярна маса газу,

N_A - число Авогадро,

то очевидно, що показник заломлення газу

$$n = \sqrt{1 + 4\pi\beta \frac{N_A}{\mu} \rho}.$$

(2.53)

Як видно з цієї формули, він пропорційний кореню із густини середовища. Отже, флуктуації густини атмосферного повітря, спричинюючи флуктуації показника заломлення, призводять до розсіювання світлових хвиль. При цьому закон розсіювання Смолуховського - Айнштейна містить в собі закон Релея як окремий випадок.

Флуктуаційний механізм розсіювання обумовлює блакитний колір неба (тому що найбільша інтенсивність відповідає променям з мінімальною довжиною хвилі) і червоний колір заходу сонця (тому що при великій довжині шляху сонячних променів у найбільшій мері розсіюються короткохвильові (сині) спектральні складові).

Тільки що розглянуті закономірності розсіювання світла дрібними частинками не виконуються, якщо розміри частинок, що розсіюють, порівняні з довжиною світлової хвилі. Залежність інтенсивності розсіяного світла від довжини хвилі стає менш помітною, причому розсіювання в напрямку розповсюдження світла стає переважним. Теорія розсіяння світла на діелектричних частинках, розміри яких можуть бути порядку довжини хвилі або більше неї, була розроблена англійським вченим А. Лявом і німецьким вченим Г. Мі (G. Mie, 1908 р.). Розсіювання Мі можна розглядати як дифракцію плоскої хвилі на однакових однорідних сферах, що хаотично розподілені в однорідному середовищі і знаходяться одна від одної на відстанях, що перевершують довжину хвилі. Якщо теорія Релея добре описує розсіювання на молекулах і на досить малих сферичних частинках, радіус яких $R_0 \ll \lambda$, то при збільшенні розмірів частинок необхідно користуватися теорією Мі.

В математичному сенсі теорія Мі зводиться до рішення рівнянь Максвелла з граничними умовами на поверхні сферичної частинки довільного радіуса, що характеризують її діелектричну і магнітну проникність, а також електропровідність. Рішення цих рівнянь дозволяє подати інтенсивність розсіювання у вигляді рядів, параметром яких є величина $\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} R_0$, що подають повну інформацію про розсіювання.

В цілому ці рішення мають досить громіздкий і складний вигляд, тому, не розглядаючи їх явний вигляд, наведемо лише найважливіші результати, що впливають з них.

Зі збільшенням розміру частинок (точніше параметра α) з'являється асиметрія розсіювання вперед і назад: при $R_0 \approx \frac{\lambda}{4}$ починає превалювати розсіювання вперед, однак без різких максимумів і мінімумів. При подальшому зростанні розмірів частинок ($R_0 > \lambda$) спостерігається переважне розсіювання вперед з багатьма вторинними максимумами, розподіл яких залежить від розмірів частинок, причому інтенсивність розсіювання в цьому разі практично не залежить від довжини хвилі.

Різноманіття проявів розсіювання Мі обумовлюється різноманіттям частинок, на яких воно здійснюється. Небо, блакитне в zenіті, поступово сіріє до обрію. Хмари, що містять багато водяних крапель великого розміру і тому в однаковій мірі розсіюють хвилі всього оптичного діапазону, забарвлені в білий колір. При задимленні атмосфери небо набуває білястого відтінку. При польоті в літаку на великій висоті чітка лінія обрію звичайно невидима. Вона застеляється атмосферним серпанком. Всі ці явища обумовлені

розсіюванням M_i на частинках аерозолі, що містяться в атмосфері. Мала або повна непрозорість туману є наслідком сильного розсіювання M_i малими краплями води. Сильне ослаблення світла від Сонця при заході і сході в значній мірі обумовлено також розсіюванням M_i . Таким чином, закономірності розсіювання світла залежать від розмірів частинок, на яких воно відбувається.

Внаслідок розсіювання густина потоку енергії (інтенсивність) світла, що розповсюджується в середовищі вздовж довільного напрямку \vec{r} , зменшується. Легко показати, що це зменшення відбувається за експоненціальним законом

$$I(r) = I_0 \cdot e^{-\gamma r},$$

(2.54)

де γ - коефіцієнт розсіювання. Для молекулярного розсіювання величину цього коефіцієнту, можна отримати за допомогою формули Релея (2.52). Як можна довести,

$$\gamma = 24 \pi^3 \tilde{\epsilon}^2 \left(\frac{\epsilon - \tilde{\epsilon}}{\epsilon + 2\tilde{\epsilon}} \right)^2 \cdot \frac{V_0^2}{\lambda^4} \cdot n_v,$$

де означення фізичних величин такі ж самі, як і в формулі (2.52).

При поширенні світла в речовині відбувається зменшення енергії світлової хвилі не тільки внаслідок розсіювання, але також і внаслідок перетворення енергії хвилі у внутрішню енергію речовини, а також в енергію вторинного випромінювання, що має інший спектральний склад і інші напрями поширення. Це явище називається поглинанням причому зменшення інтенсивності світла на відрізку r і в цьому випадку відбувається також за експоненціальним законом, внаслідок чого рівняння (2.54) набуває вигляду

$$I(r) = I_0 \cdot e^{-(\mu + \gamma)r},$$

(2.55)

де μ - лінійний коефіцієнт поглинання світла в речовині, значення якого залежать від частоти (довжини хвилі) світла, хімічної природи і будови речовини (іноді його називають коефіцієнтом „істинного поглинання”, на відміну від коефіцієнта розсіювання γ).

Рівняння (2.54),(2.55) називаються законом Бугера - Ламберта, а сумарний коефіцієнт $\mu + \gamma = \kappa$ - коефіцієнтом екстинкції.

6.2. Явища, що обумовлені рефракцією світлових променів в атмосфері

Оскільки густина атмосфери з висотою зменшується, то, згідно з формулою (2.53), показник заломлення атмосфери також зменшується з висотою. Отже, атмосфера є середовищем з неперервно зростаючим при наближенні до землі показником заломлення. Користуючись принципом Гюйгенса – Френеля, легко прийти до висновку, що при розповсюдженні світла в неоднорідному середовищі світлові промені мають вигинатися в бік шарів, що мають більший показник заломлення (шарів з більшою оптичною густиною). На цій підставі можна сформулювати наступне важливе правило: *в оптично неоднорідному середовищі світловий промінь вигинається так, що його траєкторія завжди виявляється оберненою своєю опуклістю в бік зменшення показника заломлення середовища*. Завдяки цьому промені світла, що йдуть від небесних тіл, наприклад, від зірок, в атмосфері викривляються так, як це зображено на рис. 2.6. А через те що ми з психофізіологічних причин вважаємо, що напрямок на джерело світла збігається з напрямком променів, що приходять в наше око, зірки здаються нам піднесеними над обрієм (рис. 2.6). Тому схід (і захід) небесних тіл відбувається раніше (і відповідно пізніше) їхньої дійсної появи над обрієм (і заходу за обрій). Таким чином, день триває приблизно на п'ять хвилин більше, ніж він тривав би у відсутності заломлення в атмосфері. Кутова висота α такого уявного піднесення зірки над обрієм досягає 35' (на рис. 2.6 кут α сильно перебільшений).

Випадкові коливання густини атмосфери порушують прямолінійне поширення світла від зірки. Якщо плоский фронт світлової хвилі попадає в область, де показник заломлення

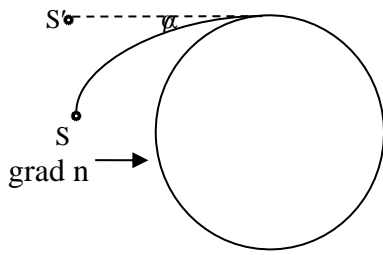


Рис. 2.6. Викривлення світлових променів в атмосфері.

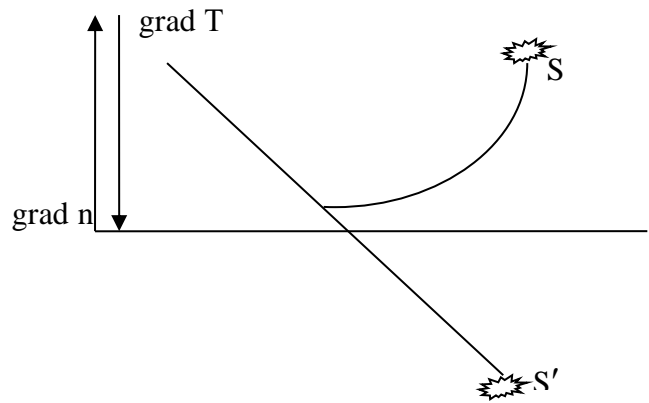


Рис. 2.7. Оптична схема нижнього (озерного) марева.

випадково хаотично змінюється, то фронт здобуває опуклості та угнутості, внаслідок чого відбувається перерозподіл світлового потоку: подекуди він концентрується, подекуди слабшає. Оскільки переходи від концентрації до ослаблення відбуваються часто, око спостерігає таку зміну світлового потоку як мерехтіння зірок. Однак планети, кутові розміри яких більше, ніж зірок, не мерехтять, бо умови проходження через атмосферу променів від різних ділянок планетного диска досить різні, і око спостерігача завжди сприймає незмінну в середньому інтенсивність променів, що доходять до нього.

Якщо розподіл густини повітря зазнає помітне місцеве відхилення від норми, то це може супроводжуватися явищами марева. Зокрема, коли в жаркий день повітря над асфальтованим шосе перегрівається, густина повітря, яка обернено пропорційна його температурі, може не зменшуватися з висотою, що є нормою, а аномально збільшуватися, внаслідок чого показник заломлення може придбати місцевий аномальний хід (тобто замість нормального зменшення з висотою, він зростає). Через це промінь, що йде зверху, наприклад від хмарки S (рис. 2.7), згідно з правилом, яке сформульовано вище, може зазнати викривлення до поверхні землі і потрапити в око спостерігача, якому буде здаватися, що на поверхні шосе утворилася калюжа S' (озерне марево). З оптичної точки зору озерне марево є нижнім маревом. Крім нижнього, існують також верхнє та бокове марева.

Атмосферна рефракція обумовлює також такі явища, як зелений промінь та сплющення дисків Сонця і Місяця біля обрію. Таке сплющення виникає внаслідок дуже швидкого зміння кута рефракції біля обрію, внаслідок чого нижній край диска підіймається над обрієм на більшу кутову висоту, ніж верхній, що і сприймається оптично як сплющення. Окрім об'єктивного (тобто такого, що реєструється фотографічно) сплющення дисків Сонця і Місяця біля обрію існує ще суто психологічний (суб'єктивний) ефект збільшення розмірів дисків світил поблизу обрію. Але при порівнянні фотографій світил в zenіті і біля обрію видно, що в обох випадках вони мають однакові розміри. Сутність справи полягає в наступному. Якщо ми розглядаємо ряд однакових об'єктів, наприклад, телеграфних стовпів, те кутовий розмір їх зменшується з віддаленням, але психологічні причини сприйняття відомих об'єктів змушують нас сприймати їхні лінійні розміри однаковими. Коли світило близьке до обрію, його кутові розміри такі ж, як і в zenіті, але на тлі стовпів або інших предметів ми робимо психологічну помилку і вважаємо його розмір набагато більшим, ніж він є реально.

6.3. Явища, що обумовлені заломленням і відбиттям світлових променів в краплях води і кристалах льоду

До оптичних явищ, що обумовлені головним чином рефракцією (але не винятково нею), відносяться веселка і гало. Якщо веселка утворюється при рефракції сонячних променів на дощових краплях, то утворення гало зв'язане з рефракцією променів на дрібних кристалах льоду, що знаходяться в повітрі в завислому стані.

6.3.1. Веселка

Веселка являє собою різнобарвну дугову смугу, де присутні всі кольори спектру. Зовнішній край веселки червоний, внутрішній - блакитний. Іноді з'являються вторинні веселки зі зворотним порядком кольорів. Головна веселка виникає завдяки двократному заломленню і однократному відбиттю світла всередині дощових крапель, а вторинні - завдяки більш ніж однократному відбиттю сонячних променів в краплях.

Веселку схематично можна розглядати як видиму частину велетенського колеса, що "надіта", як на вісь, на уявну пряму лінію OO' , яка проходить через спостерігача O і Сонце, причому спостерігач знаходиться між Сонцем і дощем, а його око звернене до протисонячної точки O' (рис. 2.8). При цьому, як буде видно з подальшого, кутова висота Сонця δ не може перевищувати деяку межову величину, значення якої можна знайти з геометричних міркувань. Для цього розглянемо кульову краплю, на яку падає паралельний пучок сонячного проміння (рис. 2.9). Внаслідок сферичної форми краплини кожен з падаючих променів характеризується своїм власним значенням кута падіння s (на рис. 2.9 показаний один з таких променів). На перший погляд може здаватися, що і промені, які виходять з краплі, напрямлені під всілякими кутами, але насправді більша частина цих променів після заломлення і повного внутрішнього відбиття в краплі змінить напрямком таким чином, що виникає концентрація виходячих променів під деяким кутом β' по відношенню до початкового напрямку розповсюдження променів. З рис. 2.9 легко бачити, що для довільно обраного променя величина кута β змінення напрямку розповсюдження цього променя зв'язана з кутами падіння s та заломлення r співвідношенням

$$\beta = 2(s - r) + (\pi - 2r) = 2s - 4r + \pi.$$

При цьому кутова різниця між прямим та оберненим променями

$$\gamma = \pi - \beta = 2(2s - \pi).$$

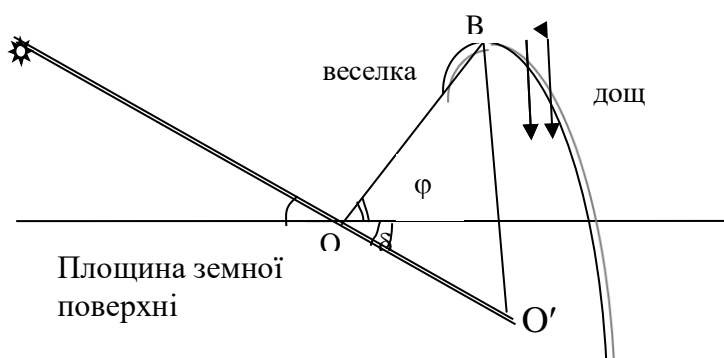


Рис. 2.8. Оптична схема веселки.

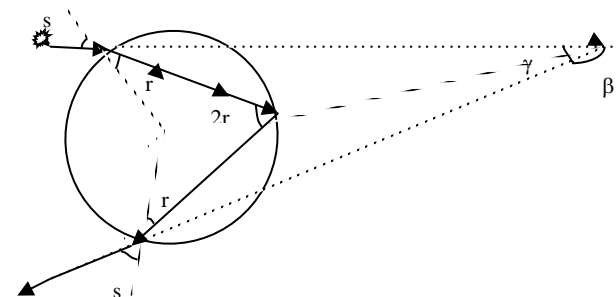


Рис. 2.9. Хід променів в краплі води при утворенні веселки.

Оскільки кут падіння s і заломлення r зв'язані між собою через показник заломлення $n = \frac{\sin s}{\sin r}$, то кутова різниця

$$\gamma = 2(2\arcsin \frac{\sin s}{n} - s).$$

(2.56)

Як видно з цього рівняння, при зростанні s від нуля кут γ спочатку збільшується, а потім, після переходу через максимум, дуже різко зменшується. При малих значеннях s похідна $\frac{d\gamma}{ds} > 0$, що відповідає розходженню виходячих променів, внаслідок чого вони не

сприймаються спостерігачем, що знаходиться на досить великій відстані від крапель дощу.

При великих s , коли $\frac{d\gamma}{ds} < 0$, промені спочатку сходяться, а потім після пересічення знов-

таки розходяться і не спостерігаються. Умовою найбільшого сприйняття (максимальної концентрації світлової енергії) променів, що пройшли через краплі дощу, є $\frac{d\gamma}{ds} = 0$.

Диференціюючи рівняння (2.56) по куту падіння s і дорівнюючи результат нулю, маємо

$$\sin s' = \sqrt{\frac{4-n^2}{3}}.$$

(2.57)

Підставляючи рівняння, що отримане, в рівняння (2.56), отримаємо

$$\gamma' = 2 \left(2 \arcsin \sqrt{\frac{4-n^2}{3n^2}} - \arcsin \sqrt{\frac{4-n^2}{3}} \right).$$

(2.58)

Загальноприйнятим для води значенням показника заломлення є $n = \frac{4}{3}$ (для жовтої ділянки

спектра). При підстановці цього значення в рівняння (2.57), (2.58) одержимо $s' = 59^{\circ}20'$, $\gamma' = 42^{\circ}08'$. Якщо підставляти в рівняння (2.56) значення $s > s'$, то значення γ дуже швидко спадають до нуля. Це означає, що значення $\gamma' = 42^{\circ}08'$ є максимальною величиною кута γ між сонячним променем і напрямком на веселку (очевидно, що кут відхилення β променів є при цьому мінімальним). Відповідно з рис. 2.8,

$$\gamma' = \delta + \varphi,$$

з чого видно, що веселка (головна) може спостерігатися лише в тому разі, коли кутова висота Сонця не перевершує 42° (тобто $\delta \leq \gamma'$). Дійсно, в протилежному випадку з останнього рівняння випливає, що кутова висота веселки $\varphi \leq 0$, тобто вершина веселки має знаходитися на рівні землі або під землею, що неможливо. Слід мати на увазі, що показник заломлення n залежить від довжини світлової хвилі λ , через що кут γ також є функцією довжини хвилі. Так, для червоної ділянки спектра $n_r = 1,331$, а для синьої $n_b = 1,344$. Підставляючи ці значення в формулу (2.58), для червоних променів $\gamma_r' = 42^{\circ}22'$, а для синіх $\gamma_b' = 40^{\circ}36'$, тобто верхній (зовнішній) край веселки, що має більшу кутову висоту, має бути червоним, а нижній – синім, як це і спостерігається реально.

При двократному внутрішньому відбитті променів в дощових краплях, утворюється додаткова веселка, яка є менш яскравою, ніж головна і характеризується оберненим розташуванням кольорів. Для додаткової веселки значення кута $\gamma' \approx 53^{\circ}$.

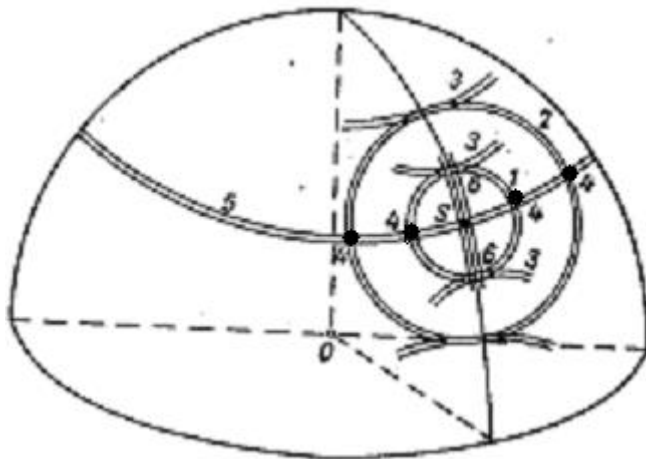
В загальну картину веселки додає деякі нюанси дифракція сонячних променів на краплях дощу. Вона позначається на яскравості веселки і виділенні або затушовуванні окремих квітів усередині веселки. дифракційному ефекту, що утворюється величезним

числом хаотично розташованих крапель. Дифракційний ефект стає помітним при розмірах крапель менш, ніж $5 \cdot 10^{-2}$ см.

6.3.2. Гало

До гало (від грецького *halōs* - світлове коло навкруги сонця) відносять групу оптичних явищ в атмосфері, що виникають внаслідок заломлення і відбиття світла сонця або місяця крижаними кристалами, які утворюють перисті хмари і тумани. Ці кристали повинні мати форму шестикутних призм і бути досить досконалими, причому для виникнення деяких форм гало повинна існувати переважна вертикальна орієнтація гексагональної осі. При цьому тонкі перисті хмари, що містять крижані кристали, мають бути розташованими між спостерігачем і світилом. На рис. 2.10 зображені основні форми гало на небесному склепінні, що розглядається з центральної точки *O* (літерою *s* означене світило). Різноманітні форми гало можна підрозділити на дві основних групи.

1. Гало, що утворюються внаслідок заломлення світлових променів в гексагональних крижаних кристалах, злегка забарвлені в веселкові кольори, причому червоний колір завжди розташований з боку світила. До них відносяться кола навкруги світил з кутовим радіусом 22° (мале гало - 1) або 46° (велике гало - 2), дотичні дуги до них (3), а також фіктивні сонця (паргелії) або місяці (4) - яскраві райдужні плями праворуч і ліворуч від сонця або місяця на пересіченні колових гало з їх горизонтальними діаметрами.



2. Гало, що утворюються внаслідок відбиття світлових променів від граней орієнтованих крижаних кристалів і не мають забарвлення (білі). До їхнього числа відносяться паргелічне коло (паргелій) - біле горизонтальне коло (5), що проходить через диск світила, а також стовпи (6) - світлові смуги, що розташовані безпосередньо над світилом або під ним. При відбитті від вертикальних бічних граней утворюється паргелічне коло, а при відбитті від шестикутних основ, що розташовані під малими кутами до обрису, - сонячні стовпи.

Рис. 2.10. Основні форми гало. Сполучення стовпів з паргелієм або коловими гало призводить до утворення хрестів. Теорія гало досить детально розроблена. Доведено, що забарвлені гало спостерігаються при симетричному проходженні променя крізь призматичні крижані кристали, коли кути падіння на кристал і виходу з нього є рівними. При цьому кут відхилення променя від початкового напрямку є мінімальним (аналогічно куту β відхилення променів при утворенні веселки) і дорівнює

$$\beta = 2 \arcsin \left(n \sin \frac{\Theta}{2} \right) - \Theta,$$

(2.59)

де Θ - заломлюючий кут призми,
 $n = 1,31$ – показник заломлення льоду.

При проходженні світлового променя крізь кристал останній може відігравати роль призми з заломлюючим кутом $\Theta_1 = 60^\circ$ (кут, що утворюється бічними несуміжними гранями) або $\Theta_2 = 90^\circ$ (кут, що утворюється основою і будь-якою гранню). В першому випадку, згідно з формулою (2.59), утворюється мале гало з кутовим радіусом $\beta_1 = 22^\circ$, а в другому – велике гало з кутовим радіусом $\beta_2 = 46^\circ$.

Для виникнення більшості форм гало необхідно, щоб кристали мали регулярну геометричну форму, були прозорими, а їхні поверхні гладкими і дзеркальними. Крім того необхідно, щоб крижані кристали, що мають форму 6-гранних призм, були здебільшого орієнтовані віссю шостого порядку по вертикалі. Така орієнтація може виникати під час падіння кристалів. Оскільки одночасний збіг всіх цих чинників відбувається досить рідко, гало також є рідким природним явищем. Гало слід відрізнити від вінців, що зовні подібні з гало, але мають інше дифракційне походження.

6.4. Оптичні явища, що обумовлені дифракцією світла в хмарах і тумані

До оптичних явищ, що зв'язані з дифракцією світла, в атмосфері, належать вінці і глорії. Вінці являють собою світлі туманні кільця на небесному склепінні навколо диска сонця або місяця, рідше навколо яскравих зірок і земних джерел світлового випромінювання. З'являються при проходженні перед світилом напівпрозорих (найчастіше висококупчастих) хмар або тумана і відрізняються від гало меншим радіусом кілець (не більш 5°) і зворотнім розташуванням кольорів: найближча до світила (внутрішня) колова смуга забарвлена в синій колір, а зовнішня – в червоний, що свідчить про наявність дифракційного спектру. Походження гало пояснюється дифракційним розсіюванням променів світила на водяних краплях, що складають хмару або туман і утворюють 3-мірні дифракційні ґрати. Кутові координати світлих і темних кілець, що виникають внаслідок дифракції променів на водяних краплях, визначаються добре відомими умовами максимумів і мінімумів для дифракційних ґрат:

$$\left. \begin{aligned} nd \sin \varphi &= k \lambda && (\text{max}) \\ nd \sin \varphi &= \left(k + \frac{p}{N} \right) \cdot \frac{\lambda}{2} && (\text{min}), \end{aligned} \right\}$$

(2.60)

де n - показник заломлення повітря;

d - період дифракційних ґрат, що дорівнює сумі середнього діаметру крапель і середньої відстані між ними;

φ - кут між нормаллю до площини фронту хмари і напрямком спостереження;

k – порядок дифракційного спектру, тобто номер максимуму ($k \in \mathbb{N}$);

N - число періодів дифракційних ґрат (число крапель, що містяться на середній лінії фронту хмари);

p – ціле число що приймає значення від 1 до $N-1$ (порядок мінімуму);

λ - довжина світлової хвилі.

На підставі цих рівнянь визначаються розміри і концентрація частинок, що утворюють квазіперіодичну структуру і на якій відбувається дифракція променів. Оскільки кутові радіуси φ кілець, згідно з рівняннями (2.60), залежать від довжини хвилі променів, венці мають забарвлення, причому зовнішній край кільця здобуває червонуватий колір. При наявності в атмосфері крапель всіяких розмірів кільця венців, накладаючись одне на одне, утворюють загальне біле сяйво навколо диска світила, що називається навколосонячним або навколomisячним ореолом.

Крім венців, в атмосфері існує таке дифракційне явище, як глорія, що являє собою низку кольорових кілець біля тіні спостерігача, яка падає на хмару або туман. Спостерігається при низькому розташуванні сонця над обрієм, найчастіше в горах. Її утворення зв'язується з дифракцією променів, що відбиті від більш глибоких шарів хмари, на краплях, що містяться в поверхневих шарах.

6.5. Явища, що обумовлені гальмуванням заряджених частинок в атмосфері, - полярні саява.

Полярні саява являють собою світіння верхніх розріджених шарів атмосфери, що обумовлене взаємодією сонячного вітру (див. п. 5.3.2 гл. 5 розд.1) з атомами і молекулами повітря на висотах 90-1000 км. Зіткнення високоенергетичних частинок плазми сонячного вітру з молекулами азоту і кисню призводить до збудження останніх. Повернення цих молекул в початковий, рівноважний стан відбувається шляхом випромінювання квантів світла, довжини хвиль якого є характерними для полярного саява. Перші згадки про полярні саява можна знайти ще в класичній грецькій і римській літературі. З легкої руки римлян всі явища, що зв'язані з полярними саявами, прийнято називати тепер *авроральними явищами*. Але перші спроби систематичного дослідження полярних саяв були розпочаті лише в 1860-1873 р. Э. Лумісом (США) і Г. Фрицем (Австрія), які склали для північної півкулі карти *ізохазм* - ліній рівної частоти прояву полярних саяв. Дослідження спектру полярних саяв було розпочато шведським фізиком А. Ангстрьомом (Ångström) у 1869 р. Саме на його честь була запроваджена одиниця вимірювання довжини, що має назву Ангстрьом і позначається Å ($1 \text{ Å} = 10^{-10} \text{ м}$).

Дослідженнями Э. Луміса і Г. Фрица, а також їхніх послідовників було встановлене існування областей, де полярні саява виникають найбільш часто. Так, в північній півкулі максимальна ізохазма розташовується над центральною Аляскою, Сибірським узбережжям Північного Льодовитого океану, пересікає напівострів Таймир, північну Скандинавію, південну Ісландію і південну частину затоки Гудзона. В кожній півкулі ізохазми являють собою трохи деформовані концентричні кола з центрами поблизу від геомагнітних полюсів. Сукупність таких ізохазм утворює вузьку овальну зону полярних саяв або *авроральну зону*, що розташована на 23° від геомагнітних полюсів. Встановлено, що полярні саява в обох півкулях є спряженими. Овальні зони полярних саяв фіксовані відносно напрямку на Сонце і начебто „висять” в просторі над Землею, що обертається. При цьому вони розташовані ексцентрично відносно геомагнітних полюсів і мають зміщення в нічний (не осяяний Сонцем сектор Земної кулі). Овал зони полярних саяв розташований в межах смуги дифузного аврорального світіння, що охоплює область широт до полюса і до екватора від овалу. Це субвізуальне світіння звичайно не сприймається оком. Наведені дані є характерними для „спокійного Сонця” – коли сонячна активність перебуває на нормальному рівні. Під час магнітних збурень кутова ширина зони збільшується до 15° - 20° , переважно в нічний бік. При цьому інтенсивність дифузного аврорального світіння збільшується в напрямку до екватору і в окремих випадках може спостерігатися візуально.

6.5.1. Форми полярних саяв

При всій різноманітності полярних саяв можна виділити кілька певних їхніх форм. Звичайно виділяють чотири основні форми.

Найбільш проста форма – вертикальна однорідна смуга, що має досить рівне світіння, більш яскраве в нижній частині дуги і зникаюче вгорі. Дуга звичайно простягається через все небесне склепіння у широтному напрямку, її довжина сягає тисячі кілометрів, тоді як товщина складає всього кілька кілометрів, а вертикальний розмір – сотні кілометрів. Нижній край смуги знаходиться на висоті 100-150 км.

Наступна форма сьйв – це промені, які являють собою вузькі вертикальні світні лінії, що накладаються одна на одну і сходяться для спостерігача в перспективі. Усі разом вони утворюють світну променисту смугу звичайно зеленуватого світла з рожево – жовтогарячою нижньою каймою.

Третій тип полярних сьйв має форму стрічок, що можуть утворювати складки або закручуватися у своєрідні спіралі. Ці велетенські завіси коливаються, хвилюються, змінюють обриси та яскравість. Товщина цих завіс порядку кілометра, по висоті вони розташовуються приблизно від 100 до 400 км. Забарвлення стрічок переважно зеленувато-синє, з переходом до рожева то - червоних тонів у нижній частині.

Нарешті, треба відзначити сьйва, що мають форму розмитих плям, що схожі на велетенські світні хмари, їх називають дифузійними плямами. Окрема така пляма має площу близько 100 км². Звичайно плями забарвлені в білясті або червонуваті тони. Вони утворюються на висотах біля 100 км, а також на висотах 400 – 500 км.

Різні форми полярних сьйв можуть виникати одночасно, накладаючись одна на одну. Промені, стрічки, і плями переміщуються, змінюючи при цьому інтенсивність їхнього світіння. Швидкість руху променів і стрічок може досягати десятків кілометрів у секунду. Протягом ночі можна спостерігати поступове перетворення одних форм сьйв в інші. Форма полярного сьйва, що спостерігається, здатна змінитися протягом години і навіть декількох хвилин.

6.5.2. Спектральні характеристики полярного сьйва

Завдяки взаємодією з основним МПЗ заряджені частинки плазми сонячного вітру - електрони і протони, а також альфа-частинки (ядра гелію) - проникають у верхні атмосферні шари до висоти близь 100 км (але не нижче). Зіштовхуючись з атомами і молекулами атмосферного повітря, вони іонізують і збуджують їх, внаслідок чого виникає світіння люмінесценції, яке і являє собою полярне сьйво.

Люмінесценцією називається випромінювання світла речовиною, надлишкове над тепловим (рівноважним) випромінюванням при тій же температурі і яке має тривалість, що значно перевищує періоди випромінювань в оптичному діапазоні спектра. Тривалість світіння обумовлена тривалістю (часом життя) збудженого метастабільного стану електронів, яка залежить як від властивостей самої речовини, так і від властивостей навколишнього середовища. Люмінесценція, що припиняється відразу ж після закінчення дії збудника світіння, називається флуоресценцією (час релаксації 10⁻⁶ с). Більш тривалому періоду релаксації, що сягає до хвилин і навіть годин, відповідає фосфоресценція.

Люмінесценція полярних сьйв відноситься до флуоресценції. В їхньому спектрі домінують декілька довжин хвиль електромагнітного випромінювання У 1924 р. Д. Мак-Ленні і Г. Шрам (Великобританія) показали, що зелена лінія з довжиною хвилі 5577 Å випромінюється атомарним киснем. Атомарний кисень утворює також лінії червоного дублета (6300-6354) Å на висоті від 200 до 400 кілометрів. Збуджені стани атомів, що відповідають цим типам випромінювання, є метастабільними і характеризуються часом життя 0,74 с і 110 с. Крім атомарних ліній, спектр полярного сьйва складається із систем смуг нейтрального й іонізованого молекулярного азоту і кисню. Випромінювання іонізованого азоту з довжинами хвиль 3914 Å і 5577 Å є самим яскравим в оптичній частині спектра. Оскільки максимальна спектральна чутливість людського ока приходить на довжину хвилі близько 3500 Å, полярні сьйва в більшості випадків здаються нам блідо-зеленими (іноді з пурпурно-червоною межею), що обумовлено випромінюванням нейтрального молекулярного азоту.

6.5.3. Фізичний механізм утворення полярного сльва

При вторгненні в земну атмосферу високоенергетичні частинки сонячного вітру певним чином фокусуються і напрямляються магнітним полем Землі.

Розглянемо спочатку особливості руху заряджених частинок в магнітному полі. Як відомо, на заряджену частинку що, маючи заряд q і масу m , рухається в магнітному полі індукцією \vec{B} зі швидкістю \vec{v} під кутом α до поля, діє сила Лоренца $\vec{F} = q[\vec{v}, \vec{B}]$. Під дією

цієї сили частинка набуває нормального прискорення величиною $\frac{v_{\perp}^2}{r}$,

де $v_{\perp} = v \sin \alpha$ - перпендикулярна по відношенню до магнітного поля складова швидкості частинки;

r - радіус гвинтової лінії, по якій рухається заряджена частинка, який співпадає з радіусом циліндра, на який намотана ця гвинтова лінія (*ларморівський радіус*).

В такому разі рівняння руху зарядженої частинки в магнітному полі має вигляд

$$qv_{\perp}B = \frac{mv_{\perp}^2}{r}.$$

Якщо зарядженою частинкою є електрон або протон, для яких $|q| = e$, то, як видно з попередньої формули, його ларморівський радіус

$$r = \frac{mv \sin \alpha}{eB}.$$

(2.61)

При русі зарядженої частинки в неоднорідному магнітному полі виникають деякі характерні риси. Розглянемо рух зарядженої (для визначеності позитивно) частинки в неоднорідному магнітному полі, індукція якого зростає в напрямку осі z ; тобто у міру збільшення z силові лінії поля все більш зближуються ("згущуються"). Вектор швидкості в різних точках траєкторії вказаний стрілками (рис. 2.11). Оскільки в кожній точці траєкторії

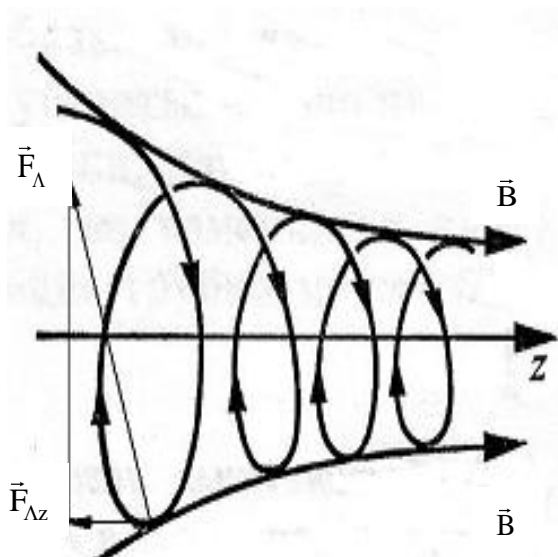


Рис. 2.11. Рух зарядженої частинки в неоднорідному магнітному полі

сила лоренца перпендикулярна до вектору магнітної індукції \vec{B} , то, як видно з рис. 2.11, існує проекція цієї сили F_{Lz} на вісь z , яка примушує частинку рухатися в напрямку зменшення величини поля. У даному випадку на частинку буде діяти сила, що спрямована протилежно осі z . Ця сила буде виштовхувати частинку у бік зменшення індукції магнітного поля, тобто в напрямку, у якому поле слабшає. Такий самий висновок є слушним і для

від'ємно зарядженої частинки, що рухається в зворотному по відношенню до позитивної частинки напрямку. Можна показати, що складова сили F_{Az} прискорює повздовжній рух зарядженої частинки при її русі в напрямку зменшення магнітного поля і уповільнює його, якщо частинка рухається в напрямку збільшення поля. Розглянемо тепер більш детально, як рухається заряджена частинка в неоднорід

ному магнітному полі в загальному випадку. Як і в однорідному полі, вона буде описувати спіральну траєкторію навколо силових ліній. Однак, на відміну від однорідного поля, ця спіраль має дві особливості. По-перше, в міру переміщення частинки вздовж силової лінії, радіус її спіралі тепер не залишається незмінним, оскільки, згідно з формулою (2.61), ларморівський радіус частинки обернено пропорційний величині магнітної індукції поля. По-друге, змінюється не тільки ларморівський радіус, але також і крок спіралі. Дійсно, крок спіралі

$$h = v_{\parallel} \cdot T,$$

де $v_{\parallel} = v \cos \alpha$ - паралельна магнітному полю складова швидкості частинки;

$T = \frac{2\pi r}{v_{\perp}}$ - період її обертання (його часто називають циклотронним періодом).

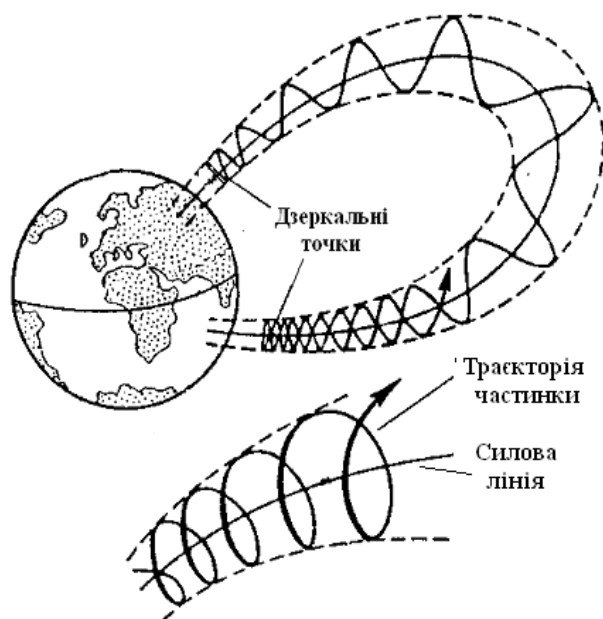
Тоді, враховуючи формулу (2.61), отримаємо

$$h = \frac{2\pi v m}{eB} \cos \alpha .$$

(2.62)

Отже, при проникненні частинки в область сильного поля, відповідно до (2.61) і (2.62), зменшується як радіус, так і крок спіралі, тобто спіраль звужується і стискується. При русі зарядженої частинки в слабо неоднорідному магнітному полі (а саме таким є геомагнітне поле) вздовж напрямку z зростання поля складова швидкості v_{\parallel} мало відхиляється від осі z . Оскільки в цьому напрямку діє складова сили Лоренца \vec{F}_{Az} , що виштовхує частинку з області сильного поля, складова швидкості v_{\parallel} , а з нею і крок спіралі h може зменшитися до нуля. При цьому частинка перестає рухатися вздовж осі z і може лише обертатися в площині S . Оскільки складова сили Лоренца \vec{F}_{Az} продовжує виштовхувати частинку з області сильного поля, вона змінює напрямок руху вздовж осі z на протилежний. Після зміни напрямку руху частинки радіус і крок її спіралеподібної траєкторії поступово зростають. При русі в зворотному напрямку сила \vec{F}_{Az} буде спрямована в бік руху частинки, поки остання не прийде в область збільшення поля в протилежній полярній зоні і після зміни напрямку сили внаслідок гальмування знов не зазнає відбиття в спряженій точці. При цьому відбувається багатократне відбиття частинки від так званих дзеркальних спряжених точок, що знаходяться в приполярних зонах протилежних півкуль. Така структура геомагнітного поля, що характеризується наявністю магнітних дзеркал і локалізує заряджені рухомі частинки в певній області, називається *магнітною пасткою*. На рис. 2.12 зображено рух заряджених частинок в геомагнітній пастці.

к частинок в
стці



Наведемо для прикладу деякі характеристики протону з енергією ~ 100 MeV, що знаходиться в такій геомагнітній пастці. Одне коливання вздовж силової лінії такий протон здійснює за час $\sim 0,3$ секунди. Час його знаходження (життя) в геомагнітній пастці може сягати 100 років. За цей час він може здійснити до 10^{10} коливань. В середньому захоплені частинки високих енергій здійснюють до кількох сотень мільйонів (10^8) коливань від однієї півкулі до другої. Внаслідок дрейфу частинки переходять з одної магнітної лінії на другу, тобто змінюють свою довготу, обходячи всі можливі меридіани. Під час дрейфу деяка частка заряджених частинок покидає магнітну пастку, а нові частинки приходять до неї. При наближенні заряджених частинок до магнітних дзеркал, що розташовані порівняно близько від земної поверхні, завдяки чому концентрація молекул повітря там достатньо велика, відбуваються зіткнення частинок з молекулами, внаслідок чого останні збуджуються і при поверненні в основний стан випромінюють світлові кванти.

6.5.4. Електронні і протонні полярні саява

Розрізняють два типи полярних саяв – електронні і протонні полярні саява, причому головний внесок в авроральні явища вносять саме електронні саява. Пучками протонів обумовлені лише дифузні плями, що не мають чіткої структури.

6.5.4.1. Електронні полярні саява

Механізм виникнення електронних полярних саяв можна спрощено описати в такий спосіб. Потік космічних електронів, що входять до складу сонячного вітру, досягаючи навколосезного простору, починає взаємодіяти з магнітним полем Землі. Закручуючись вздовж силових ліній геомагнітного поля, вони рухаються в напрямку їх згущення, тобто до геомагнітних полюсів. Однак досягши області з достатньо великою індукцією магнітного поля – магнітних дзеркал, що розташовані на висоті близько 100 км, - вони відбиваються геомагнітним полем у протилежному напрямку і рухаються до протилежного геомагнітного полюса, де знову зазнають відбиття. При розгляді руху електронів в геомагнітному полі ми не брали до уваги їхнього зіткнення з атомами і молекулами атмосфери. Звичайно на висотах вище 100 км атмосфера сильно розріджена, через що з погляду впливу на рух електрона зіткнення несуттєві і ними можна знехотити. Однак зіткнення все ж таки відбуваються, і їхня ймовірність збільшується зі зменшенням висоти. На висоті біля 100 км вона значно більша, ніж на більших висотах. Такі зіткнення

відіграють принципово важливу роль, тому що саме завдяки їм збуджуються й іонізуються атоми і молекули атмосфери, в результаті чого і відбуваються авроральні явища. Основну роль у виникненні світіння полярних сьйв, що спостерігається, грають зіткнення космічних електронів з атомами і молекулами кисню та азоту. В результаті цих зіткнень атоми і молекули збуджуються і іонізуються. В першому випадку відбувається зміна електронної оболонки мікрочастинки, що зв'язане з переходом її в збуджений стан. В другому випадку частково руйнується електронна оболонка; мікрочастинка втрачає електрон і перетворюється в атомарний або молекулярний іон. Збуджена мікрочастинка повертається незабаром в основний стан; іон рекомбінує з вільним електроном. В обох випадках можлива емісія фотона люмінесцентного випромінювання, яке і спостерігається при полярному сьйві. При цьому кожен промінь сьйва - це світний слід, що залишений лавинною електронів, що спустилися уздовж силових ліній магнітного поля Землі до висоти близько 100 км. Іншими словами, вертикальні промені, так само як і вертикальні світні нитки стрічок, – все це своєрідні "фотографії" силових ліній геомагнітного поля.

6.5.4.2. Протонні полярні сьйва

Раніше, в п. 6.5.1, йшлося про існування полярних сьйв, що не мають чіткої структури – вони розмиті, мають вигляд аморфних світних плям. Їх походження зв'язано з протонами сонячного вітру, що попадають в магнітне поле Землі і, подібно до електронів, рухаються по спіралеподібним траєкторіям навколо силових ліній поля. Однак ларморівський радіус протона при тих же значеннях енергії і кута вльоту в поле, що й в електрона, буде суттєво більше електронного – у 40...50 разів. Уже завдяки цьому траєкторії протонів, на відміну від траєкторій електронів, виявляються "слабо прив'язаними" до силових ліній магнітного поля, але справа не тільки в цьому. Більш суттєвим є те, що під час свого руху в земній атмосфері протон може захопити вільний електрон і тим самим перетворитися в атом водню. В результаті такого перетворення виникає електронейтральна частинка, на яку вже не впливає магнітне поле, і вона прямолінійно віддаляється вбік від "своїх" силових ліній доти, поки нове зіткнення не приведе до втрати електрона (іонізації), після чого знов утворені електрон і протон будуть здійснювати спіралеподібний рух навколо нових силових ліній. Пролітаючи через атмосферу Землі, протон може кілька разів пройти через послідовні етапи захоплення і втрати електрона. В результаті він може значно видалитися від первісної силових ліній. Саме через це протонні сьйва виявляються просторово нечіткими, сильно розмитими (дифузні плями). Коли протон захоплює електрон, він перетворюється в атом водню, що знаходиться, як правило, в одному зі збуджених станів. Крім того, можливе збудження атома водню в результаті зіткнення з іншими мікрочастинками. Повертаючись потім в основний стан, атом водню випромінює фотон з довжиною хвилі, що відповідає однієї з можливих спектральних ліній. Найбільш яскравою виявляється спектральна лінія довжиною хвилі 0,66мкм (червоний колір), завдяки чому протонні дифузні плями забарвлені переважно в червонуваті тони.

Полярні сьйва можуть бути створені штучно. Так, в США, Франції і СРСР в 60 -70 роках минулого сторіччя було здійснено експерименти по створенню штучних полярних сьйв, під час яких на висоті в кілька сотень кілометрів в атмосферу був інжектований потік електронів високих енергій, внаслідок чого виникло світіння типу полярного сьйва.