

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
МІЖНАРОДНИЙ ЕКОНОМІКО-ГУМАНІТАРНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
ім. акад. С. Дем'янчука

Р.М. Літнарівч

ФІЗИКА З ОСНОВАМИ ГЕОФІЗИКИ

Курс лекцій



Рівне 2007

УДК 378.147.31

Літнарівч Р.М. Фізика з основами геофізики. Курс лекцій. МЕНУ, Рівне, 2007, - 74 с.

Litnarovich R.M. Physics with bases of geophysics. Course of lectures. IEGU, Rivne, 2007, - 74 p.

Рецензенти: Боровий В.О., доктор технічних наук, професор.
Бурачек В.Г., доктор технічних наук, професор.
Парняков Є.С., доктор технічних наук, професор.

Відповідальний за випуск: Джунь Й.В., доктор фізико-математичних наук, професор.

Виходячи з об'єму курсу фізики з основами геофізики для майбутніх географів в об'ємі 11 лекцій і 10 лабораторних робіт, п'ять лекцій розкриває один із розділів фізики – «Електродинаміку», в якій розглядається підрозділ Земний магнетизм, що, як показує практика, найбільш цікавить майбутніх фахівців. При цьому акцентується увага на будові і принципі роботи морського компасу, для того, щоб освітити особливості орієнтування на різних широтах, починаючи з екватора і закінчуючи режимом роботи компасу у високих широтах і на полюсах.

Розділ «Механіка» представлений трьома лекціями, дві лекції представляють розділ «Молекулярна фізика і теплота» і одна лекція розглядає розділ «Термодинаміка випромінювання і його квантові властивості».

Для студентів і аспірантів напрямку наук про Землю.

Coming from the volume of course of physics with bases of geophysics for future geographers in a volume 11 lectures and 10 laboratory works, five lectures expose one of sections of physics - «Electrodynamics» in which subsection is examined Earthly magnetism, that, as practice shows, most interests future specialists. Attention is thus accented on a structure and principle of work marine a compass, in an order to light up the features of orientation on different breadths, beginning from an equator and concluding office a compass hours in high breadths and on poles.

The section of «Mechanic» is presented three lectures, two lectures present a section «Molecular physics and warmth» and one lecture examines a section «Thermodynamics of radiation and him quantum properties».

For students and graduate students of direction of sciences about Earth.

ЗМІСТ

Передмова	4
Лекція 1. Дослідження сили тяжіння.....	5
Лекція 2. Дослідження напруженості гравітаційного поля.....	11
Лекція 3. Дослідження космічних швидкостей.....	20
Лекція 4. Дослідження енергії і потужності тепловиділення.....	25
Лекція 5. Дослідження рефракції.....	29
Лекція 6. Магнітне поле. Закон Кулона.....	37
Лекція 7. Напруженість магнітного поля прямолінійного магніту.....	41
Лекція 8. Взаємодія двох магнітів в однорідному магнітному полі.....	48
Лекція 9. Магнітні властивості феромагнітних тіл.....	52
Лекція 10. Принцип роботи чутливого елемента стрілочного компасу.	59
Лекція 11. Дослідження енергії випромінювання.....	62
Література	70
Предметний вказівник.....	71

Передмова

В курсі лекцій досліджується ряд питань, зв'язаних з силою тяжіння, встановлюється вага тіла на екваторі і полюсах, досліджується прискорення вільного падіння в залежності від широти, встановлюється залежність вільного падіння від висоти тіла над рівнем моря, досліджується прискорення вільного падіння в глибині Землі.

Досліджується напруженість гравітаційного поля на півкільця через замкнуту сферичну поверхню тонкої, нескінченно однорідної площини і т. і.

Розглядаються космічні швидкості, встановлюється друга космічна швидкість для Місяця і встановлюється робота для виводу об'єкта на орбіту штучної планети сонячної системи.

Досліджується потужність теплового потоку акваторії Азовського моря і тепловиділення від злиття крапель під час дощу.

Досліджується рефракція в газах, повітрі, воді. Встановлюється кут повного внутрішнього відбивання між двома шарами повітря при утворенні міражів.

Розглядається природа магнітного поля і закон Кулона. Досліджується напруженість магнітного поля прямолінійного магніту, взаємодія двох магнітів в однорідному магнітному полі. Акцентується увага на магнітних властивостях феромагнітних тіл.

Приводиться принцип роботи чутливого елемента стрілочного компасу.

Досліджується густина енергії в заданому інтервалі, зміна довжини хвилі, що відповідає максимуму спектральної густини енергії.

Розробляється методика встановлення середніх температур планет, потужності випромінювання Сонця, довжини хвилі і максимальної світності.

Встановлюється інтегральна інтенсивність випромінювання «Голубої» зорі і умови планети, аналогічної Землі.

Курс побудований з метою формування дослідницьких навиків в шарині фізики з основами геофізики.

Лекція 1. Дослідження сили тяжіння*1.1 Дослідження ваги тіла на полюсі і екваторі*

Встановимо, в скільки разів вага тіла на полюсі відрізняється від ваги тіла на екваторі.

Вага тіла \vec{P} є складовою сили тяжіння \vec{F} , яка, згідно закону всесвітнього тяжіння, направлена до центру Землі.

$$\vec{F} = \frac{\gamma \cdot m \cdot M}{R^2}, \quad (1.1)$$

де γ – гравітаційна постійна, яка дорівнює $\gamma = 6,67 \times 10^{-11} \frac{M^3}{кг \cdot c^2}$; m – маса тіла; M – маса Землі; R – радіус Землі.

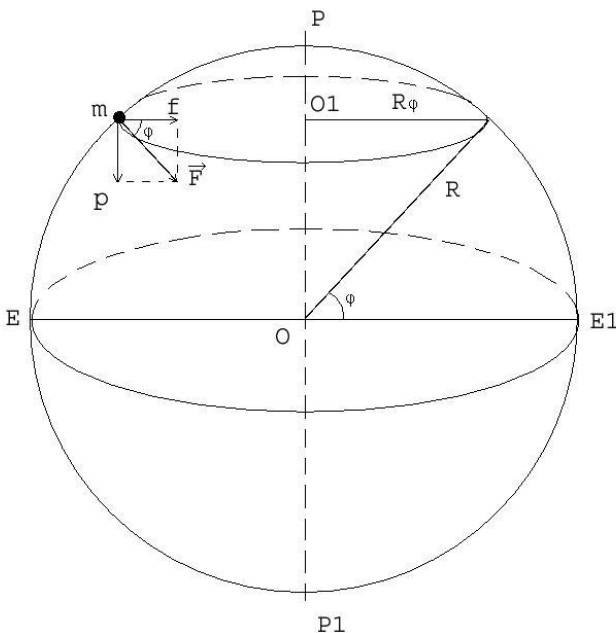


Рис. 1 Точка масою m на поверхні земної кулі

Другою складовою сили тяжіння є центробіжна сила інерції \vec{f} , яка направлена в площині, перпендикулярній до осі обертання Землі:

$$\vec{f} = m\omega^2 R \cos \varphi, \quad (1.2)$$

де φ – широта точки спостереження, ω – кутова швидкість обертання Землі.

Взагалі:

$$\vec{F} = \vec{P} + \vec{f}, \quad (1.3)$$

Сила \vec{P} називається вагою тіла, або силою притягання тіла Землею, викликає падіння незакріпленого тіла на Землю.

Вага тіла дорівнює тій силі, з якою нерухоме відносно Землі тіло

тисне на опору внаслідок тяжіння до Землі. Вона може бути виміряна за допомогою пружного динамометра. Точка прикладання ваги тіла називається центром ваги тіла. Вона визначається як точка прикладання рівнодійної сил ваги всіх частинок тіла. Центр ваги тіла співпадає з його центром мас (центром інерції). Із рівняння (1.2) видно, що числове значення центр обіжної сили залежить від географічної широти φ того місця, де знаходиться тіло. На полюсах ($\varphi = \frac{\pi}{2}$). $\vec{f} = 0$, а на екваторі ($\varphi = 0$) вона досягає максимального значення, рівного

$$\vec{f}_{екв} = m\omega^2 R. \quad (1.4)$$

Таким чином, у всіх точках земної поверхні, за виключенням полюсів, вага тіла менша сили його тяжіння до Землі.

Крім того, скрізь, крім полюсів і екватора вектор \vec{P} не перпендикулярний до поверхні Землі. Внаслідок добового обертання Землі, вага тіла максимальна на полюсах, де вона дорівнює силі тяжіння і мінімальна на екваторі.

$$\vec{P}_{\text{пол}} = \gamma \frac{mM}{R_{\text{пол}}^2}, \quad (1.5)$$

$$\vec{P}_{\text{екв}} = \gamma \frac{mM}{R_{\text{екв}}^2} - m\omega^2 R_{\text{екв}} \quad (1.6)$$

Формулу (1.6) запишемо у вигляді:

$$\vec{P}_{\text{екв}} = \gamma \frac{mM}{R_{\text{екв}}^2} \left(1 - \frac{\omega^2 R_{\text{екв}}^3}{\gamma M}\right), \quad (1.7)$$

де $R_{\text{пол}} = 6357$ км, $R_{\text{екв}} = 6378$ км – полярний і екваторіальний радіуси Землі.

Невелика різниця величин $R_{\text{пол}}$ і $R_{\text{екв}}$ пов'язана з тим, що Земля не має строго сферичної форми, а дуже близька до еліпсоїда обертання.

Так як маса Землі $M = 5,98 \times 10^{24}$ кг і $\omega = \frac{2\pi}{24 \cdot 3600} \frac{\text{рад}}{\text{с}}$, то:

$$\frac{\omega^2 R_{\text{екв}}^2}{\gamma M} = \frac{4 \cdot 3,14^2 \cdot (6,38 \cdot 10^6)^3}{(24 \cdot 3600)^2 \cdot 6,67 \cdot 10^{-11} \cdot 5,98 \cdot 10^{24}} \left[\frac{\frac{1}{\text{с}^2} \text{м}^3}{\frac{\text{м}^3}{\text{кг} \cdot \text{с}^2} \text{кг}} \right] = 0,00345.$$

Таким чином,

$$\frac{P_{\text{пол}}}{P_{\text{екв}}} = \frac{\gamma \frac{mM}{R_{\text{пол}}^2}}{\gamma \frac{mM}{R_{\text{екв}}^2} - m\omega^2 R_{\text{екв}}}, \quad (1.8)$$

тобто $P_{\text{пол}}/P_{\text{екв}} = 1,0035$, тому у більшості випадків для рішення практичних задач можна нехтувати впливом добового обертання Землі на всі тіла, беручи

$$\vec{P} = \gamma \frac{mM}{R^2}. \quad (1.9)$$

1.2 Дослідження прискорення вільного падіння на екваторі і полюсах

Рух тіла під дією однієї тільки сили ваги \vec{P} називається **вільним падінням**, а прискорення g , набуване при цьому, називається прискоренням вільного падіння, або прискоренням сили ваги.

За другим законом Ньютона

$$g = \frac{\vec{P}}{m} \quad (1.10)$$

Користуючись формулою (1.9), тобто нехтуючи впливом добового обертання Землі, знайдемо:

$$g = \frac{\gamma M}{R^2} = \gamma \frac{M}{(R_0 + h)^2}, \quad (1.11)$$

де R – радіус поверхні Землі, h – відстань від центра ваги тіла до поверхні Землі.

Із (1.11) слідує, що:

а) прискорення сили ваги не залежить від маси, розмірів і інших характеристик тіла, тому всі тіла вільно падають у безповітряному просторі з однаковим прискоренням;

б) при віддалені від поверхні Землі прискорення сили ваги змінюється по закону

$$\frac{g_0}{g} = \left(\frac{R}{R_0}\right)^2 = \left(\frac{R_0 - h}{R_0}\right)^2 = \left(1 - \frac{h}{R_0}\right)^2, \quad (1.12)$$

де g і g_0 – прискорення сили ваги відповідно на висоті h і біля поверхні Землі.

Поблизу поверхні Землі $h \ll R_0$ і

$$\frac{g}{g_0} \approx 1 - \frac{2h}{R_0}, \quad (1.13)$$

тобто з підйомом на 1 км прискорення сили тяжіння (ваги) зменшується приблизно на 0,03 %.

Некульоподібність форми Землі і вплив добового обертання приводять до того, що прискорення сили тяжіння g_0 залежить від географічної широти місця, змінюючись від 9,832 м/с² на полюсах до 9,780 м/с² на екваторі. На широті 45° воно дорівнює 9,80665 м/с² і називається **нормальним прискоренням**.

В нашому випадку

$$\frac{P_{\text{пол}}}{P_{\text{екв}}} = \frac{g_{\text{пол}}}{g_{\text{екв}}} = \frac{9,832}{9,780} = 1,0053$$

1.3 Встановлення залежності прискорення вільного падіння від широти

Вважаючи Землю кулеподібною, знайдемо залежність прискорення вільного падіння від широти місцевості.

Обчислимо g на полюсі, екваторі і широті Одеси ($\varphi = 46,5^\circ$).

На основі рис.1 за теоремою косинусів запишемо:

$$P^2 = F^2 + f^2 - 2Ff \cos \varphi, \quad (1.14)$$

Звідки, враховуючи, що вага тіла P

$$P = mg, \quad (1.15)$$

отримаємо:

$$g = \sqrt{\gamma^2 \frac{M^2}{R^4} - \omega^4 R^2 \cos^2 \varphi - 2\gamma \frac{M}{R} \omega^2 \cos \varphi}. \quad (1.16)$$

Тоді, прискорення вільного падіння на полюсі ($\varphi = 90^\circ$):

$$g_{\text{пол}} = \gamma \frac{M}{R^2}, \quad (1.17)$$

і

$$g_{\text{пол}} = \frac{6,67 \cdot 10^{-11} \frac{\text{М}^3}{\text{кг} \cdot \text{с}^2} \cdot 5,98 \cdot 10^{24} \text{ кг}}{(6371032 \text{ м})^2} = 9,826 \frac{\text{М}}{\text{с}^2}.$$

$$g_{екв} = \sqrt{\left(9,826 \frac{M}{c^2}\right)^2 - \left(\frac{2\pi}{24 \cdot 3600} \cdot \frac{1}{c}\right)^4 \cdot (6,37 \cdot 10^6 M)^2 - 2 \frac{6,67 \cdot 10^{-11} \frac{M^3}{кг \cdot c^2}}{6,37 \cdot 10^6 M} \cdot \left(\frac{2\pi}{24 \cdot 3600} \frac{1}{c}\right)^2}$$

або

$$g_{екв} = \sqrt{96,550 - 1,135 \cdot 10^{-3} - 6,623 \cdot 10^{-1}} = \sqrt{95,886} = 9,792 \frac{M}{c^2}$$

тоді

$$\frac{g_{пол}}{g_{екв}} = \frac{9,826}{9,792} = 1,0035.$$

$$g_{46,5^\circ} = \sqrt{96,550 - 1,135 \cdot 10^{-3} \cos^2(46,5^\circ) - 6,623 \cdot 10^{-1} \cos(46,5^\circ)} = \sqrt{96,093} = 9,803 \frac{M}{c^2}$$

1.4 встановлення залежності вільного падіння від висоти тіла над рівнем моря

Знаючи залежність прискорення вільного падіння від широти, встановимо, на якій віддалі від поверхні Землі прискорення зміниться вдвічі.

Нехтуючи впливом добового обертання Землі, запишемо формулу (1.11)

$$g = \gamma \frac{M}{(R_0 + h)^2},$$

звідки

$$(R_0 + h)^2 = \gamma \frac{M}{g}$$

і

$$(R_0 + h) = \sqrt{\gamma \frac{M}{g}},$$

а

$$h = \sqrt{\gamma \frac{M}{g}} - R_0 \quad (1.18)$$

При $\gamma = 6,67 \times 10^{-11} \frac{M^3}{кг \cdot c^2}$, $g_{пол} = 9,826 \frac{M}{c^2}$, $M = 5,98 \times 10^{24}$ кг, $R_0 = 6,37 \times 10^6$ м, прискорення зменшиться вдвічі на висоті:

$$h = \sqrt{\frac{6,67 \cdot 10^{-11} \frac{M^3}{кг \cdot c^2} \cdot 5,98 \cdot 10^{24} кг}{0,5 \cdot 9,832 \frac{M}{c^2}}} - 6,37 \cdot 10^6 м = 9,01 \cdot 10^6 - 6,37 \cdot 10^6 = 2,64 \cdot 10^6 м = 2640 км.$$

Для контролю приведемо формулу (1.12):

$$\frac{g_0}{g} = \left(1 + \frac{h}{R_0}\right)^2,$$

звідки

$$\frac{(R_0 + h)}{R_0} = \sqrt{\frac{g_0}{g}},$$

$$h = R_0 \left(\sqrt{\frac{g_0}{g}} - 1 \right) \quad (1.19)$$

Тоді

$$h = 6,37 \cdot 10^6 \text{ м} \left(\sqrt{\frac{9,832 \frac{\text{М}}{\text{с}^2}}{0,5 \cdot 9,832 \frac{\text{М}}{\text{с}^2}}} - 1 \right) = 6,37 \cdot 10^6 (\sqrt{2} - 1) = 2,612 \cdot 10^6 \text{ м} = 2612 \text{ км}$$

1.4 дослідження прискорення вільного падіння в глибині Землі

Знайдемо зміну прискорення вільного падіння від висоти тіла на глибині h від поверхні Землі. Встановимо глибину, на якій прискорення вільного падіння складе 0,3 від прискорення вільного падіння на поверхні Землі. Щільність Землі будемо вважати постійною, а також вважатимемо, що зі сторони вище лежачого шару тіло не має ніякого притягання.

Позначимо масу тіла через m , відстань від центра Землі через R_1 , прискорення вільного падіння на глибині h через g_1 . тоді, на глибині h вага тіла Q

$$Q = mg_1 \quad (1.20)$$

З іншої сторони

$$Q = F_1 = \gamma \frac{mM_1}{R_1^2}, \quad (1.21)$$

де M_1 – маса землі в об'ємі кулі радіуса R_1 .

Маса Землі

$$M_1 = \frac{4}{3} \pi R_1^3 \rho, \quad (1.22)$$

де ρ – середня щільність маси Землі.

Порівнюючи (1.20) і (1.21), отримаємо:

$$mg_1 = \gamma m \frac{4}{3} \pi R_1 \rho \quad (1.23)$$

На поверхні Землі вага тіла

$$P = mg = \gamma \frac{mM}{R^2} \text{ або } P = \gamma m \frac{4}{3} \pi R \rho \quad (1.24, 1.25)$$

Поділивши ліві і праві частини (1.23) і (1.24), отримаємо

$$\frac{g_1}{g} = \frac{R_1}{R} \quad (1.26)$$

звідки

$$\frac{g_1}{g} = \frac{(R-h)}{R} \quad (1.27)$$

тоді

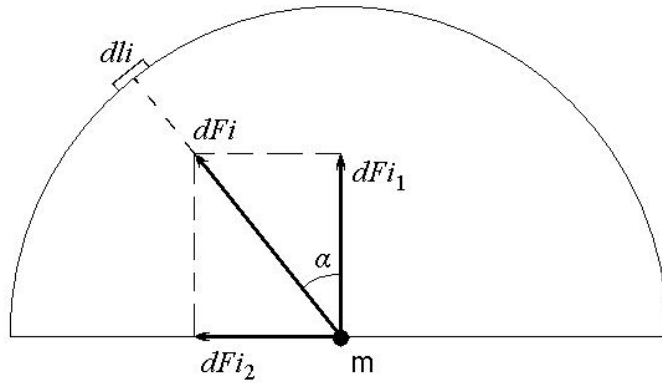
$$g_1 = \frac{(R-h)g}{R} \text{ або } h = R \left(1 - \frac{g_1}{g} \right) \quad (1.28, 1.29)$$

Якщо $\frac{g_1}{g} = 0,3$, то $h = 0,7 R$.

Таким чином, на глибині 0,7 від радіуса Землі прискорення вільного падіння складе 0,3 від прискорення вільного падіння на поверхні Землі.

Лекція 2. Дослідження напруженості гравітаційного поля*2.1 дослідження напруженості гравітаційного поля на півкільця*

Тонке однорідне на півкільце радіусом R має масу M . Встановимо формулу для сили взаємодії між цим на півкільцем і тілом масою m , поміщеним в центр кривизни i для напруженості гравітаційного поля на півкільця в цій точці.

рис.2.1 Точка m в центрі напівкільця

Розіб'ємо кільце на нескінченно малі елементи довжини dl . Маса такого елемента:

$$dM = \frac{M}{\pi R} dl \quad (2.1)$$

Розглянемо довільний елемент dl_i . За законом всесвітнього тяжіння:

$$dF_i = \gamma \frac{mdM}{R^2} \quad (2.2)$$

або

$$dF_i = \gamma \frac{mM}{\pi R^3} dl \quad (2.3)$$

Розкладемо dF_i на дві складові dF_{i1} і dF_{i2} (рис 2.1). Очевидно, $\sum dF_{i2} = 0$ і сила взаємодії між на півкільцем і матеріальною точкою m

$$F = \int dF_{i1} = \int dF_i \cos \alpha, \quad (2.4)$$

або

$$F = \gamma \frac{mM}{\pi R^3} \int dl \cos \alpha, \quad (2.5)$$

і

$$F = \gamma \frac{mM}{\pi R^3} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \cos \alpha d\alpha \quad (2.6)$$

Тобто, сила взаємодії між на півкільцем і тілом масою m буде:

$$F = \frac{2\gamma Mm}{\pi R^2} \quad (2.7)$$

Напруженість гравітаційного поля на півкільця в точці m

$$E = \frac{F}{m} = \frac{2\gamma M}{\pi R^2} \quad (2.8)$$

2.2 напруженість гравітаційного поля через замкнуту сферичну поверхню

Доведемо, що у випадку точкової маси M потік вектора напруженості гравітаційного поля через замкнуту сферичну поверхню довільного радіуса, яка охоплює масу M , дорівнює $N = 4\pi M$.

Потік вектора напруженості гравітаційного поля через довільну замкнуту поверхню, яка охоплює маси m_1, m_2, \dots, m_n буде

$$N = 4\pi\gamma \sum_{i=1}^n m_i \quad (2.9)$$

Це твердження аналогічне теоремі Гауса-Остроградського в електростатиці. Виділимо нескінченно малу площину dS (рис 2.2).

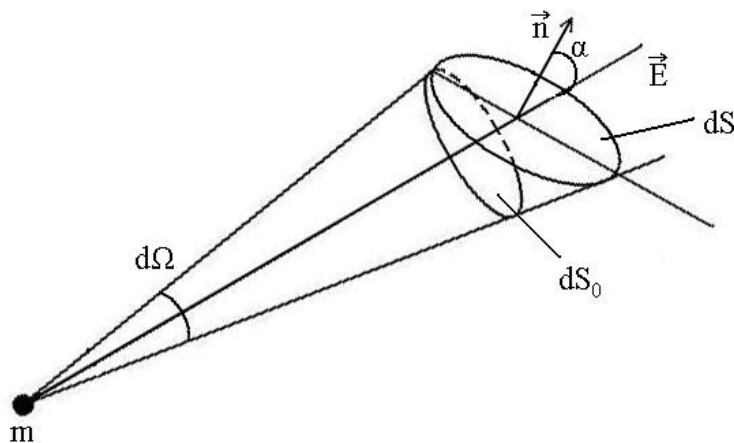


рис. 2.2 Елемент dS в гравітаційному полі

По визначеному потоку

$$dN = E_n dS, \quad (2.10)$$

або

$$dN = E dS \cos \alpha, \quad (2.11)$$

і

$$dN = E dS_0 \quad (2.12)$$

Повний потік через замкнуту сферичну поверхню

$$N = \int_S dN \quad (2.13)$$

тобто

$$N = \int_S E dS_0 \quad (2.14)$$

або

$$N = \gamma M \int_S \frac{dS_0}{R^2}, \quad (2.15)$$

і

$$N = \gamma M \int_{\Omega} d\Omega = 4\pi\gamma M \quad (2.16)$$

що і потрібно було довести.

2.3 Напруженість гравітаційного поля тонкої нескінченно однорідної площини

Дослідимо напруженість гравітаційного поля тонкої нескінченно однорідної площини, маса одиниці поверхні якої дорівнює σ .

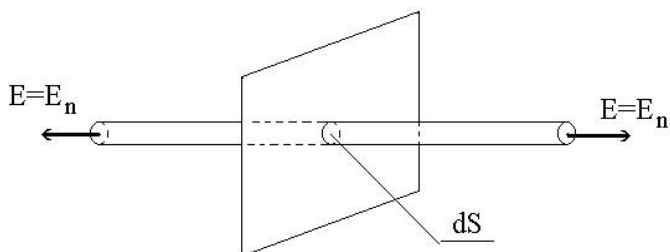


рис. 2.3 Напруженість гравітаційного поля однорідної площини

Виділимо нескінченно малу площину dS . Її маса dm буде

$$dm = \sigma \cdot dS \quad (2.17)$$

Виберемо в якості поверхні, що охоплює масу, циліндричну поверхню. Тоді

$$dN = 2dN_{осн} + dN_{бічн. пов. цил} \quad (2.18)$$

Але $dN_{бічн. пов. цил} = 0$, а

$$d_{осн} = E_N dS \quad (2.19)$$

$$i \quad dN_{осн} = E dS \quad (2.20)$$

За теоремою Гауса

$$dN = 4\pi\gamma M \quad (2.21)$$

звідки

$$E = 4\pi\gamma \frac{dm}{dS} \quad (2.22)$$

і

$$E = 4\pi\gamma\sigma \quad (2.23)$$

Таким чином, напруженість гравітаційного поля тонкої нескінченно однорідної площини, маса одиниці поверхні якої дорівнює σ , розраховується за формулою (2.23).

2.4 Напруженість гравітаційного поля між двома тонкими площинами

Знайдемо напруженість гравітаційного поля між двома тонкими нескінченно однорідними площинами і зовні їх. Маса одиниці поверхні між пластинами $\sigma = 0$.

З обох сторін тонкої нескінченно однорідної площини напруженість гравітаційного поля буде $E = 4\pi\gamma\sigma$. Між пластинами $E = 0$, тому що гравітаційне поле не утворює замкнуту охоплюючи поверхню і $\sigma = 0$.

Зовні пластин напруженість гравітаційного поля буде

$$E = 4\pi\gamma\sigma \quad (2.24)$$

2.5 Дослідження напруженості гравітаційного поля, створюваного суцільною однорідною сферою

Встановимо напруженість гравітаційного поля, створюваного суцільною однорідною сферою радіусу R всередині і зовні сфери. Щільність матеріалу сфери ρ . Побудуємо графік залежності $E = f(r)$.

2.5.1 Спочатку розглянемо гравітаційне поле зовні сфери. Із міркувань симетрії в якості охоплюючої поверхні виберемо сферичну поверхню радіусу r . Очевидно, у будь-якій точці цієї поверхні

$$E_n = E = \text{const} \quad (2.25)$$

Тоді, повний потік через замкнену сферичну поверхню

$$N = \int_s E_n dS \quad (2.26)$$

або

$$N = E \int_s dS \quad (2.27)$$

і

$$N = 4\pi r^2 E \quad (2.28)$$

тобто

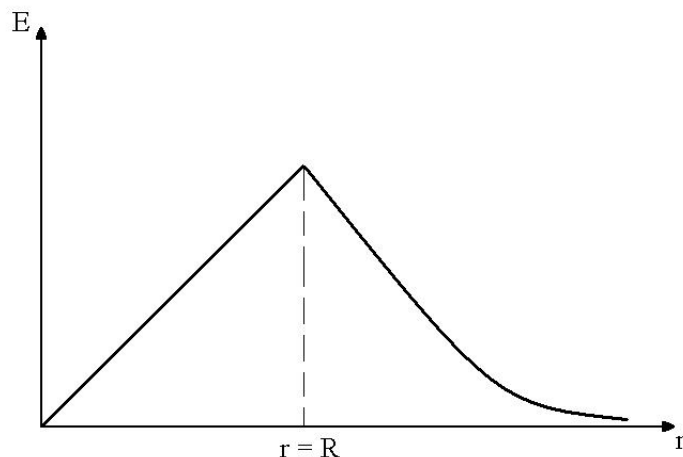
$$N = 4\pi\gamma M \quad (2.29)$$

Таким чином,

$$E = \frac{\gamma M}{r^2} \quad (2.30)$$

або

$$E = \frac{4}{3} \pi R^3 \frac{\rho \gamma}{r^2} \quad (2.31)$$

рис 2.4 Графік залежності $E = f(r)$

2.5.2 розглянемо гравітаційне поле всередині сфери. Виділимо сферу радіусом r' . Очевидно

$$E \cdot 4\pi r'^2 = 4\pi \gamma M' \quad (2.32)$$

$$\text{де} \quad M' = \frac{4}{3} \pi r'^3 \rho \quad (2.33)$$

тоді, напруженість гравітаційного поля всередині сфери

$$E = \frac{4}{3} \pi \rho r' \gamma \quad (2.34)$$

2.6 Вивід формули напруженості гравітаційного поля, створюваного тонкою сферичною оболонкою.

Виведемо формулу для напруженості гравітаційного поля, створюваного тонкою сферичною оболонкою радіусом R всередині і зовні оболонки. Маса одиниці поверхні оболонки σ . Побудуємо графік залежності $E = f(r)$.

Беручи до уваги те, що повний потік через замкнуту сферичну поверхню розраховується за формулою (2.16), напруженість гравітаційного поля зовнішньої охоплюючої оболонки радіуса r

$$E = \frac{4\pi \gamma M}{4\pi r^2} = \frac{\gamma M}{r^2} \quad (2.35)$$

Площа поверхні кулі

$$S = 4\pi R^2 \quad (2.36)$$

а маса тонкої сферичної оболонки радіуса R з одиницею поверхні σ

$$M = 4\pi R^2 \sigma \quad (2.37)$$

Таким чином, формула напруженості гравітаційного поля, створюваного тонкою сферичною оболонкою радіуса R на зовнішній охоплюючій сферичній поверхні радіуса r буде

$$E = \frac{4\pi R^2 \gamma \sigma}{r^2} \quad (2.38)$$

Всередині порожньої оболонки маса буде рівною $\sigma = 0$, тому напруженість гравітаційного поля всередині порожньої оболонки

$$E = 0 \quad (2.39)$$

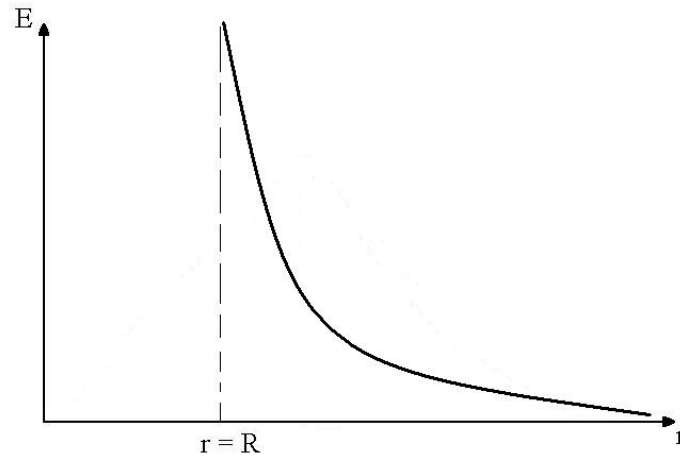


рис 2.5 Графік залежності $E = f(r)$

2.7 Дослідження сили гравітаційної взаємодії між тонкою ниткою і матеріальною точкою

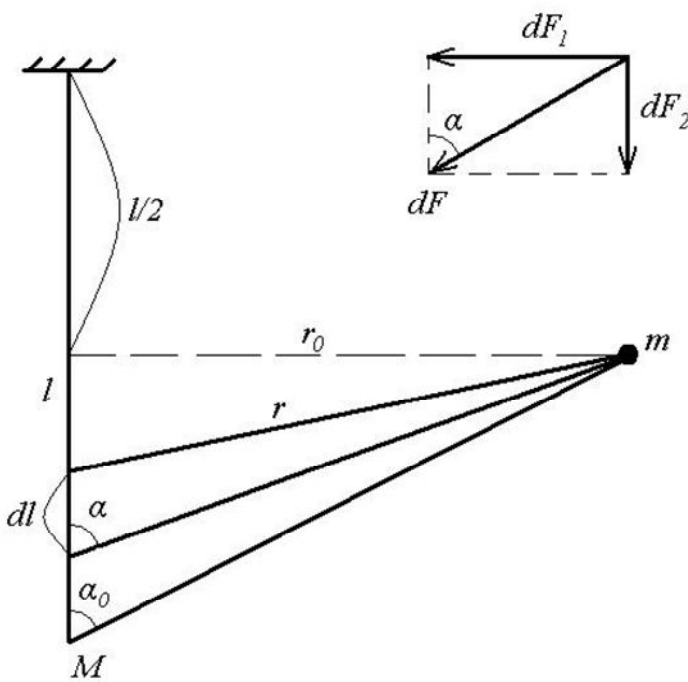


рис 2.6 Нитка масою M і точка масою m

Знайдемо силу гравітаційної взаємодії між тонкою однорідною ниткою довжиною l і масою M і матеріальною точкою m , яка лежить на відрізку перпендикуляра, довжиною r_0 , поставленого до середини нитки. Розглянемо також випадок $l \gg r_0$. Скористаємося принципом суперпозиції

$$F = \int_l dF_1 \quad (2.40)$$

або

$$F = \int_l dF \sin \alpha \quad (2.41)$$

Враховуючи, що

$$dl = \frac{r}{\sin \alpha} d\alpha \quad (2.42)$$

$$\text{і} \quad r = \frac{r_0}{\sin \alpha} \quad (2.43)$$

$$\text{а} \quad dF = \gamma \frac{m \sigma dl}{r^2} \quad (2.44)$$

після інтегрування отримаємо:

$$F = \frac{2\gamma m \sigma}{r_0} \cos \alpha_0 \quad (2.45)$$

Але

$$\cos \alpha_0 = \frac{l}{2\sqrt{\frac{l^2}{4} + r_0^2}} \quad (2.46)$$

Тоді

$$F = \frac{\gamma m M}{r_0 \sqrt{\frac{l^2}{4} + r_0^2}} \quad (2.47)$$

Якщо виконується умова $l \gg r_0$, то

$$F = \frac{2\gamma m M}{r_0 l} \quad (2.48)$$

Таким чином, нами встановлені формули сили гравітаційної взаємодії між тонкою однорідною ниткою і матеріальною точкою.

2.8 Дослідження напруженості і гравітаційного поля між тонкою ниткою на відстані r

Визначимо напруженість гравітаційного поля, створюваного тонкою нескінченно однорідною ниткою на відстані r_0 . Маса одиниці довжини нитки σ . Розглянемо:

- а) Вивід на основі принципу суперпозиції;
- б) методом Гауса.

2.8.1 Принцип суперпозиції

Напруженість гравітаційного поля

$$E = \frac{F}{m}$$

Маса нитки

$$M = l\sigma \quad (2.49)$$

На основі формул (2.48) і (2.49) отримаємо

$$E = \frac{2\gamma l \sigma m}{r_0 l m},$$

І напруженість гравітаційного поля, створюваного тонкою нескінченно однорідною ниткою на відстані r_0 , буде:

$$E = \frac{2\gamma \sigma}{r_0} \quad (2.50)$$

2.8.2 Метод Гауса

В якості охоплюючої поверхні із міркувань симетрії виберемо циліндричну поверхню радіусом r_0 . Для всіх точок бічної поверхні циліндра $E_n = E = const$.

Тоді

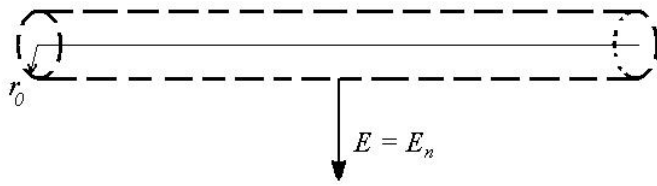


рис 2.7 Охоплююча циліндрична поверхня радіусом r_0

$$N = E \int_S dS = 2\pi r_0 l E = 4\pi \gamma M \quad (2.51)$$

звідки

$$E = \frac{4\pi \gamma M}{2\pi r_0 l}$$

або

$$E = \frac{2\gamma \sigma}{r_0}$$

Що необхідно було довести.

2.9 Напруженість поля і сили гравітаційної взаємодії тонкого кільця і матеріальної точки

Знайдемо формулу для напруженості поля і сили гравітаційної взаємодії між тонким однорідним кільцем радіусом R і масою M та матеріальною точкою, масою m , яка лежить:

- а) на висоті h на перпендикулярі, опущеному із центра кільця до його площини;
- б) в центрі кільця.

2.9.1 Виділимо елемент довжиною dl з масою

$$dM = \sigma dl \quad (2.52)$$

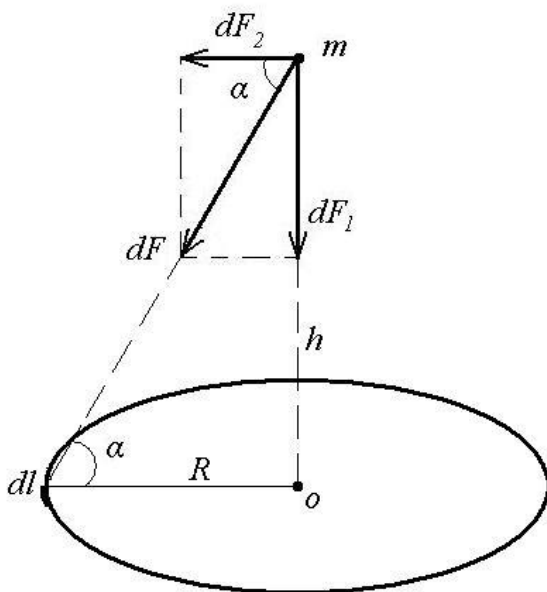


рис 2.8 Гравітаційна взаємодія тонкого або однорідного кільця і точки m

На основі принципу суперпозиції

$$F = \int_l dF_1 = \int_l dF \sin \alpha \quad (2.53)$$

або

$$F = \gamma \frac{\sigma m}{r^2} \sin \alpha \int_0^{2\pi} dl \quad (2.54)$$

Інтегруючи, отримуємо:

$$F = \frac{\gamma m M}{r^2} \sin \alpha \quad (2.55)$$

Вважаючи, що

$$\sin \alpha = \frac{h}{r} \quad (2.56)$$

а

$$r = \sqrt{R^2 + h^2} \quad (2.57)$$

Звідки сила гравітаційної взаємодії між кільцем і точкою з масою m

$$F = \gamma \frac{mM}{(R^2 + h^2)^{\frac{3}{2}}} \cdot h \quad (2.58)$$

Напруженість поля

$$F = \gamma \frac{Mh}{(R^2 + h^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (2.59)$$

2.9.2 В центрі кільця $F = 0, E = 0$, тому що там немає ніякої маси, яка б створювала напруженість гравітаційного поля.

Встановлено, що максимальною буде напруженість на відстані $h = \frac{\sqrt{2}}{2}R$ від кільця, а мінімальною - в центрі кільця.

2.10 Дослідження сили гравітаційної взаємодії між диском і матеріальною точкою.

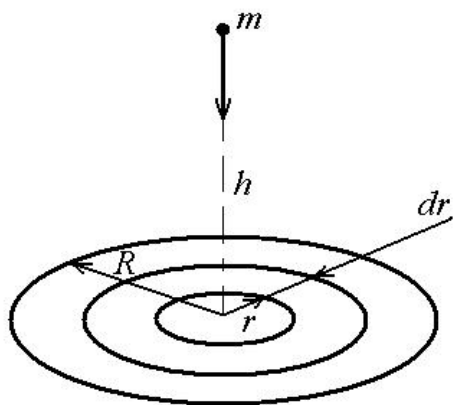


рис 2.9 Гравітаційна взаємодія диска і точки m

Тонкий однорідний диск радіусом R має масу M . Встановимо силу гравітаційної взаємодії між цим диском і матеріальною точкою з масою m , яка знаходиться:

- а) на осі диска на відстані h від нього;
- б) в центрі диска.

2.10.1 Виділимо кільце радіуса r , товщиною dr .

Сила взаємодії між цим кільцем і матеріальною точкою m (див. п. 2.9)

$$dF = \gamma \frac{mdM}{(r^2 + h^2)^{\frac{3}{2}}} \cdot h \quad (2.60)$$

Маса кільця

$$dM = \frac{M}{\pi R^2} dS \quad (2.61)$$

або

$$dM = \frac{2Mr}{R^2} dr \quad (2.62)$$

Повна сила взаємодії:

$$F = \int_S dF \quad (2.63)$$

і

$$F = \frac{2\gamma m M h}{R^2} \int_0^R \frac{r dr}{(r^2 + h^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (2.64)$$

Або

$$F = -\frac{2\gamma m M h}{R^2} \left| \frac{r dr}{(r^2 + h^2)^{\frac{3}{2}}} \right|_0^R \quad (2.65)$$

Тобто

$$F = \frac{2\gamma m M}{R^2} \left[1 - \frac{h}{\sqrt{R^2 + h^2}} \right] \quad (2.66)$$

2.10.2 В центрі диска ($h = 0$)

$$F = \frac{2\gamma m M}{R^2} \quad (2.67)$$

Таким чином, напруженість гравітаційного поля буде максимальною при $h = 0$, тобто

$$E_{\max} = \frac{2\gamma M}{R^2} \quad (2.68)$$

При збільшенні h E монотонно зменшується (при $h \rightarrow \infty, E \rightarrow 0$)

Лекція 3. Дослідження космічних швидкостей*3.1 Встановлення першої космічної швидкості*

Знайдемо мінімальну швидкість, яку необхідно надати тілу, щоб вивести його на орбіту навколо Землі (так звана перша космічна швидкість).

Якщо тіло є супутником Землі, воно обертається навколо неї під дією однієї тільки сили тяжіння, яка відіграє, очевидно, роль доцентрової сили

$$F_{\text{доц}} = \frac{mV^2}{r} \quad (3.1)$$

Оскільки йдеться про мінімальну швидкість, то достатньо розглянути орбіти, наближені до поверхні Землі, для яких $r \approx R$.

Згідно закону всесвітнього тяжіння

$$F = \frac{\gamma \cdot m \cdot M}{R^2} \quad (3.2)$$

Тоді, прирівнюючи (3.2) і (3.1), отримаємо:

$$\gamma \frac{mM}{R^2} = \frac{mV^2}{R} \quad (3.3)$$

звідки знаходимо

$$V = \sqrt{\gamma \frac{M}{R}} \quad (3.4)$$

Далі, враховуючи, що для тих випадків, коли справедливий закон всесвітнього тяжіння у формулі (3.2), потенціальна енергія взаємодії двох тіл буде:

$$U = -\frac{m_1 m_2}{r} \quad (3.5)$$

Потенціальна енергія від'ємна, що відповідає, як завжди, притяганню тіл. Тоді

$$V = \sqrt{\gamma \frac{M}{R^2}} R = \sqrt{gR} \quad (3.6)$$

Підставивши в (3.6) величини $g = 9,8 \text{ м/с}^2$, $R = 6370 \text{ км}$, знайдемо

$$V \approx 7,9 \text{ км/с.}$$

Таким чином, для того, щоб вивести штучний супутник Землі на навколосупутничу орбіту, йому необхідно надати швидкість 7,9 км/с.

3.2 Встановлення другої космічної швидкості

Встановимо мінімальну швидкість, яку необхідно надати тілу, щоб воно спромоглося покинути Землю, подолавши поле тяжіння Землі (так звана друга космічна швидкість).

Сумарна енергія E тіла, якому надана швидкість біля поверхні Землі, складається з кінетичної енергії W_k

$$W_k = \frac{mV^2}{2} \quad (3.7)$$

І потенціальної енергії U

$$U = -\gamma \frac{mM}{R} \quad (3.8)$$

де m – маса тіла, M – маса Землі, R – радіус Землі.

$$E = W_k + U \quad (3.9)$$

або

$$E = \frac{mV^2}{2} - \gamma \frac{mM}{R} \quad (3.10)$$

Якщо тіло значно віддалиться від Землі (теоретично на нескінченність), його потенціальна енергія, як видно із формули (3.5), дорівнюватиме нулю; що ж до кінетичної енергії, то досить, щоб вона мала мінімально можливе значення, тобто також дорівнювала нулю.

Таким чином, повна енергія тіла на нескінченності перетвориться в нуль. Але за законом збереження енергії, вона дорівнює E , отже

$$E = 0 \quad (3.11)$$

З рівнянь (3.10) і (3.11) знаходимо

$$V = \sqrt{\frac{2\gamma M}{R}} \quad (3.12)$$

або

$$V = \sqrt{2gR} \quad (3.13)$$

де

$$g = \gamma \frac{M}{R} \quad (3.14)$$

І в нашому випадку:

$$V = \sqrt{2 \cdot 9,8 \frac{M}{c^2} \cdot 6,37 \cdot 10^6 m} = \sqrt{1,248 \cdot 10^8} = 1,117 \cdot 10^4 \frac{M}{c} = 11,2 \frac{км}{с}$$

Як бачимо, друга космічна швидкість у $\sqrt{2}$ раз більша, ніж перша.

3.3 Встановлення третьої космічної швидкості

Встановимо початкову швидкість, яку потрібно надати ракеті, щоб вона змогла вийти за межі сонячної системи. Ракета стартує так, що напрям її швидкості утворює кут $\varphi = 45^\circ$ з напрямком орбітального руху Землі навколо Сонця.

Розглянемо рух ракети в системі відліку, пов'язаній з Сонцем.

Нехай шукана початкова швидкість ракети відносно Землі буде V , а швидкість орбітального руху Землі V_0 . необхідно врахувати, що ці дві швидкості мають різні напрямки і, отже, їх необхідно розглядати, як векторні величини.

Повну енергію ракети E для початкового моменту можна записати у вигляді:

$$E = W_k + U = \frac{m(V + V_0)^2}{2} - \gamma \frac{mM_3}{R_3} - \gamma \frac{mM_c}{R_o}, \quad (3.15)$$

де m – маса ракети, M_3 і M_c – маси Землі і Сонця, R_3 і R_o – радіуси Землі та її орбіти навколо Сонця.

Перший доданок у формулі (3.15) описує кінетичну енергію ракети, другий і третій – потенціальні енергії її взаємодії з Землею і Сонцем.

Міркуючи, як і раніше, легко впевнитися, що умовою виходу ракети за межі сонячної системи буде

$$E = 0 \quad (3.16)$$

Підставляючи замість E вираз (3.15) і розкриваючи в його першому доданку дужки:

$$(V + V_0)^2 = V^2 + V_0^2 + 2(VV_0) = V^2 + V_0^2 + 2VV_0 \cos \varphi \quad (3.17)$$

дістанемо таке квадратне відносно V рівняння

$$\frac{m}{2}(V^2 + V_0^2 + 2VV_0 \cos \varphi) - \gamma \frac{mM_3}{R_3} - \gamma \frac{mM_c}{R_o} = 0 \quad (3.18)$$

Канонічна формула цього рівняння має наступний вигляд:

$$V^2 + 2VV_0 \cos \varphi + V_0^2 - 2\gamma \left(\frac{M_3}{R_3} + \frac{M_c}{R_o} \right) = 0 \quad (3.19)$$

Знаходимо його розв'язок:

$$V = -V_0 \cos \varphi \pm \sqrt{2\gamma \left(\frac{M_3}{R_3} + \frac{M_c}{R_o} \right) - V_0^2 \sin^2 \varphi}, \quad (3.20)$$

причому, розв'язок із знаком мінус перед радикалом потрібно, очевидно, відкинути, як такий, що не має фізичного змісту.

Далі, розглядаючи рух Землі навколо Сонця, можна записати:

$$\frac{M_3 V_0^2}{R_o} = \gamma \frac{M_3 M_c}{R_o^2} \quad (3.21)$$

звідки

$$V_0 = \sqrt{\frac{\gamma M_c}{R_o}} \quad (3.22)$$

Підставляючи вираз (3.22) для V_0 у (3.20), знаходимо:

$$V = \sqrt{\frac{\gamma M_c}{R_o}} \left\{ \sqrt{2 \left(1 + \frac{M_3 R_o}{M_c R_3} \right) - \sin^2 \varphi - \cos \varphi} \right\} \quad (3.23)$$

Так як $\left(1 + \frac{M_3 R_o}{M_c R_3} \right) > 1$, підкореневий вираз у дужках завжди додатний. При

$$\varphi = 45^\circ \quad \sin \varphi = \cos \varphi = \frac{1}{\sqrt{2}},$$

і

$$V = \sqrt{\frac{\gamma M_c}{R_o}} \left(\sqrt{3 + \frac{4M_3 R_o}{M_c R_3} - 1} \right) \quad (3.24)$$

Підставляючи у формулу (3.24)

$M_3 = 6 \cdot 10^{24} \text{ кг}$, $M_C = 2 \cdot 10^{30} \text{ кг}$, $R_3 = 6,4 \cdot 10^6 \text{ м}$, $R_O = 1,5 \cdot 10^{11} \text{ м}$, знаходимо

$$V = \sqrt{\frac{6,67 \cdot 10^{-11} \frac{\text{м}^3}{\text{кг} \cdot \text{с}^2} \cdot 2 \cdot 10^{30} \text{ кг}}{2 \cdot 1,5 \cdot 10^{11} \text{ м}}} \left(\sqrt{3 + \frac{4 \cdot 6 \cdot 10^{24} \text{ кг} \cdot 1,5 \cdot 10^{11} \text{ м}}{2 \cdot 10^{30} \text{ кг} \cdot 6,4 \cdot 10^6 \text{ м}}} - 1 \right);$$

або

$$V = \sqrt{4,447 \cdot 10^8} (\sqrt{3,28} - 1) = 21,1(1,81 - 1) = 17,0 \frac{\text{км}}{\text{с}}$$

Таким чином, для того, щоб вивести об'єкт за межі сонячної системи, йому необхідно надати швидкість 17,0 км/с.

3.4 Встановлення другої космічної швидкості для Місяця

Встановимо другу космічну швидкість для Місяця і дослідимо, як вона відрізняється від відповідної швидкості для Землі.

Ньютон підтвердив правильність закону всесвітнього тяжіння, довівши, що сила, яка втримує Місяць на його орбіті, є сила тяжіння Місяця до Землі. Якщо вважати, що Місяць рівномірно рухається навколо Землі по коловій орбіті радіусом R , то центробіжне прискорення Місяця буде

$$a = \frac{4\pi}{T^2} R \quad (3.25)$$

де T – період обертання Місяця.

Із астрономії було відомо, що $T = 27,3$ доби, а R більше радіуса Землі R_0 в 60,3 рази, тому:

$$a = 2,70 \cdot 10^{-3} \frac{\text{м}}{\text{с}^2}.$$

Прискорення g сили тяжіння на відстані R від центра Землі, як видно із формули:

$$\frac{g_0}{g} = \left(1 + \frac{h}{R_0} \right)^2 \quad (3.26)$$

дорівнює

$$g = g_0 \left(\frac{R_0}{R} \right)^2 = \frac{9,81}{(60,3)^2} = 2,70 \cdot 10^{-3} \frac{\text{м}}{\text{с}^2},$$

тобто співпадає з a .

Таким чином, центробіжна сила, яка діє на місяць, дійсно дорівнює силі тяжіння Місяця до Землі

$$F_{Ц} = m_M a = m_M g = \gamma \frac{m_M M}{R^2},$$

де m_M - маса Місяця.

За допомогою закону всесвітнього тяжіння і законів динаміки Ньютон обґрунтував закони руху небесних тіл. Він визначив відношення маси Сонця до маси кожної із планет, у яких були відомі супутники; дав метод обчислення орбіт комет, пояснив явища приливів і відливів і т.і.

Для того, щоб знайти другу космічну швидкість Місяця, встановимо прискорення місячного тяжіння $g_{міс}$ за формулою

$$g_{міс} = \gamma \frac{M_{міс}}{R_{міс}^2}, \quad (3.28)$$

Вважаючи, що маса Місяця складає $M_{міс} = 7,3 \cdot 10^{22}$ кг, а радіус Місяця $R_{міс} = 1,74 \cdot 10^6$ м, за формулою (3.28) отримаємо

$$g_{міс} = \frac{6,67 \cdot 10^{-11} \frac{М^3}{кг \cdot с^2} \cdot 7,3 \cdot 10^{22} кг}{(1,74 \cdot 10^6 м)^2} = 1,61 \frac{М}{с^2}$$

Тоді, другу космічну швидкість для запуску космічних об'єктів з Місяця розрахуємо за формулою:

$$V_{2\text{косм.шв.міс.}} = \sqrt{2g_{міс}R_{міс}} \quad (3.29)$$

І в нашому випадку

$$V_{2\text{косм.шв.міс.}} = \sqrt{2 \cdot 1,61 \frac{М}{с^2} \cdot 1,74 \cdot 10^6 м} = 2,4 \cdot 10^3 \frac{М}{с} = 2,4 \frac{км}{с}$$

Порівнюючи другу космічну швидкість для Землі і Місяця, отримаємо

$$\frac{V_{зем}}{V_{міс}} = \frac{11,2}{2,4} = 4,67,$$

Тобто, у 4,7 рази друга космічна швидкість для Землі більша, ніж для Місяця.

3.5 Встановлення роботи для виводу об'єкта на орбіту штучної планети сонячної системи

Встановимо, яку роботу необхідно здійснити, щоб вивести об'єкт масою 500 кг на орбіту штучної планети сонячної системи.

Щоб подолати силу тяжіння Землі, необхідно здійснити роботу за допомогою сили, направленої протилежно притяганню:

$$A = \int_{R_3}^{\infty} \gamma m M_3 \frac{dr}{r^2} \quad (3.30)$$

Інтегруючи (3.30), отримаємо

$$A = \gamma m M_3 \frac{1}{R_3} \quad (3.31)$$

І в нашому випадку:

$$A = \frac{6,67 \cdot 10^{-11} \frac{М^3}{кг \cdot с^2} \cdot 500 кг \cdot 5,96 \cdot 10^{24} кг}{6,37 \cdot 10^6 м} = 3,12 \cdot 10^{10} \frac{М^2 кг}{с^2} = 3,12 \cdot 10^{10} Дж.$$

Таким чином, для того, щоб вивести об'єкт масою 500 кг на орбіту штучної планети сонячної системи, необхідно затратити $3,12 \cdot 10^{10}$ Дж.

МОЛЕКУЛЯРНА ФІЗИКА І ТЕПЛОТА

Лекція 4. Дослідження енергії і потужності тепловиділення

4.1 Дослідження потужності ТЕПЛОГО ПОТОКУ акваторії Азовського моря

Акваторія Азовського моря складає $38 \times 10^3 \text{ км}^2$. Встановимо, у скільки разів потужність теплового потоку, який передається водою в атмосферу, перевищить потужність електростанції в 10^6 кВт , якщо море покрите шаром льоду товщиною 200 мм, а температура на нижній і верхній поверхні льоду $t_1 = 0^\circ \text{C}$ і $t_2 = -15^\circ \text{C}$.

Позначивши потужність теплового потоку, який проходить через шар льоду N_e , і потужність електростанції N_E , знайдемо:

$$n = \frac{N_e}{N_E}, \quad (4.1)$$

або

$$n = \frac{qS}{N_E}, \quad (4.2)$$

де q – кількість теплоти, яка передається через дві паралельні ізотермічні площини в перпендикулярному до них напрямку і віднесені до одиниці площі і одиниці часу.

Значення q визначається за законом Фур'є:

$$q = -\frac{kdT}{dx}, \quad (4.3)$$

Коефіцієнт пропорційності k називається коефіцієнтом теплопровідності.

Поширення теплового потоку q протилежно напрямку температурного градієнту $\frac{dT}{dx}$, що у формулі вказує знак мінус.

Кількість теплоти, переданої через площу S за час τ , якщо відстань між площинами d , а різниця температур між ними ΔT , розраховується за формулою:

$$Q = \frac{k}{d} \Delta T \tau S, \quad (4.4)$$

Тепловий потік q при таких умовах:

$$q = \frac{k}{d} \Delta T, \quad (4.5)$$

І в нашому випадку

$$n = \frac{k(t_1 - t_2)S}{dN_E}, \quad (4.6)$$

Таким чином

$$n = \frac{2,5 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}} (0^\circ - (-15^\circ)) \cdot 38 \cdot 10^9 \text{ м}^2}{0,2 \text{ м} \cdot 10^9 \text{ Вт}} = 7125 \text{ разів},$$

При цьому враховано, що $1 \text{ км} = 1000 \text{ м}$, а $1 \text{ км}^2 = 1000000 = 10^6 \text{ м}^2$; k – температура в Кельвінах.

4.2 Дослідження енергії потужності тепловиділення від злиття крапель під час дощу

У місті площею 400 км^2 за 10 хвилин під час липневого дощу випало 20 мм води. Встановимо енергію і потужність тепловиділення від злиття крапель під час дощу, якщо краплі, які дісталися поверхні Землі, мали діаметр 3 мм , а утворилися вони із мілких крапель діаметром $3 \times 10^{-3} \text{ мм}$.

Енергія, яка виділяється при утворенні однієї великої краплі із n малих, дорівнює:

$$\Delta E = \alpha \Delta S, \quad (4.7)$$

або

$$\Delta E = \alpha(S_1 - S_2), \quad (4.8)$$

де поверхня n малих крапель S_1

$$S_1 = 4\pi r^2 n, \quad (4.9)$$

А поверхня однієї великої краплі S_2

$$S_2 = 4\pi R^2, \quad (4.10)$$

α – коефіцієнт поверхневого натягу.

Так як об'єм великої краплі дорівнює об'єму n малих, то:

$$\frac{4}{3}\pi R^3 = n \frac{4}{3}\pi r^3,$$

Звідки

$$n = \frac{R^3}{r^3}, \quad (4.11)$$

тоді

$$\Delta E = \alpha \left(4\pi r^2 \frac{R^3}{r^3} - 4\pi R^2 \right),$$

або

$$\Delta E = \alpha 4\pi R^2 \left(\frac{R}{r} - 1 \right), \quad (4.12)$$

Так як кількість великих крапель N у повному об'ємі води, яка випала, обернено пропорційна об'єму однієї великої краплі

$$N = \frac{3FH}{4\pi R^3}, \quad (4.13)$$

при цьому об'єм води $V_{\text{води}}$ буде

$$V_{\text{води}} = FH, \quad (4.14)$$

де $H = 0,02 \text{ м}$ – висота товщі води; $F = 4 \times 10^8 \text{ м}^2$ – площа.

Повне виділення енергії складе

$$E = N\Delta E, \quad (4.15)$$

або

$$E = \frac{3FH\alpha 4\pi R^2 \left(\frac{R}{r} - 1\right)}{4\pi R^3},$$

звідки

$$E = \frac{3FH\alpha \left(\frac{R}{r} - 1\right)}{R}, \quad (3.16)$$

Приймаючи до уваги те, що діаметр дорівнює двом радіусам, а відношення $\frac{R}{r} = \frac{D}{d}$, отримаємо:

$$E = \frac{3 \cdot 400 \cdot 10^6 \text{ м}^2 \cdot 0,02 \text{ м} \cdot 73 \cdot 10^{-3} \frac{\text{Н}}{\text{м}}}{0,5 \cdot 0,003 \text{ м}} \left(\frac{0,003 \text{ м}}{3 \cdot 10^{-6} \text{ м}} - 1 \right) = 1,168 \cdot 10^{12} \text{ Н} \cdot \text{м} = 1,168 \cdot 10^{12} \text{ Дж},$$

де об'єм води, яка випала, розраховується за формулою (3.14).

Потужність тепловиділення W за час τ , протягом якого пройшов ливень, розрахуємо за формулою:

$$W = \frac{E}{\tau}, \quad (4.17)$$

Приймаючи до уваги те, що $\tau = 10 \text{ хвилини} = 10 \cdot 60 \text{ секунд} = 600 \text{ с}$, отримаємо:

$$W = \frac{1,168 \cdot 10^{12} \text{ Дж}}{600 \text{ с}} = 1,95 \cdot 10^9 \frac{\text{Дж}}{\text{с}} = 1,95 \cdot 10^9 \text{ Вт} = 1,95 \cdot 10^6 \text{ кВт}.$$

4.3 Встановлення умов підвищення температури

Представляє інтерес встановити при цьому, яке підвищення температури води у великих краплях буде в порівнянні з малими краплями.

Приймаючи до уваги, що енергія E дорівнює кількості теплоти Q :

$$E = Q \quad (4.18)$$

а

$$Q = mc\Delta t, \quad (4.19)$$

або

$$Q = V\rho c\Delta t, \quad (4.20)$$

і

$$Q = FH\rho c\Delta t, \quad (4.21)$$

звідки

$$\Delta t = \frac{3\alpha \left(\frac{R}{r} - 1\right)}{R\rho c}, \quad (4.22)$$

Вважаючи, що густина води $\rho = 10^3 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$, а питома теплоємність $c = 4187 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$, отримаємо:

$$\Delta t = \frac{3 \cdot 73 \cdot 10^{-3} \frac{H}{m} \left(\frac{0,003m}{3 \cdot 10^{-6} m} - 1 \right)}{0,5 \cdot 0,003m \cdot 1 \cdot 10^3 \frac{кг}{м^3} \cdot 4187 \frac{Дж}{кг \cdot K}} = \frac{218,781}{6280,5} = 0,035^{\circ}.$$

Всього за ливень над містом злилося:

$$N = \frac{3FH}{4\pi R^3} = \frac{3 \cdot 4 \cdot 10^8 m^2 \cdot 0,02m}{4\pi(0,0015m)^3} = \frac{2,4 \cdot 10^7}{4,24 \cdot 10^{-8}} = 5,66 \cdot 10^{14} \text{ крапель}$$

При цьому температура води нагрілась на

$$t = \Delta t \cdot N = 0,035^{\circ} \cdot 5,66 \cdot 10^{14} = 2,0 \cdot 10^{13} \text{ градусів}$$

Загальний об'єм води, який вилився над містом:

$$V = FH = 4 \cdot 10^8 m^2 \cdot 0,02m = 8 \cdot 10^6 m^3 = 8 \cdot 10^{12} cm^3$$

І температура $1 cm^3$ води склала $\frac{2 \cdot 10^{13} \text{ град}}{8 \cdot 10^{12} cm^3} = 2,5 \frac{\text{град}}{cm^3}$.

Лекція 5. Дослідження рефракції*5.1 Рефракція в газах*

Користуючись визначенням рефракції

$$r = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{\delta_0}{\delta}, \quad (5.1)$$

Покажемо, що для газів при дуже великих відносних щільностях $\frac{\delta_0}{\delta}$ мають місце співвідношення

$$n \approx 1 + \frac{3}{2} r \frac{\delta}{\delta_0}, \quad (5.2)$$

і

$$r \approx \frac{2}{3}(n_0 - 1), \quad (5.3)$$

де n_0 – показник заломлення газу при нормальних умовах; δ_0 – густина ідеального газу.

Із формули (5.1) представимо показник заломлення газу n

$$r(n^2 + 2) \frac{\delta}{\delta_0} = (n^2 - 1)$$

або

$$rn^2 \frac{\delta}{\delta_0} + 2r \frac{\delta}{\delta_0} - n^2 = -1$$

звідки

$$n^2 \left(1 - r \frac{\delta}{\delta_0}\right) = 1 + 2r \frac{\delta}{\delta_0}$$

Таким чином

$$n = \sqrt{\frac{1 + 2r \frac{\delta}{\delta_0}}{1 - r \frac{\delta}{\delta_0}}} \quad (5.4)$$

Так як у газах $n^2 - 1 \ll 1$, то після розкладу в ряд по $r \frac{\delta}{\delta_0}$, отримаємо:

$$n \approx \sqrt{1 + 3r \frac{\delta}{\delta_0}}, \quad (5.5)$$

або

$$n \approx 1 + \frac{3}{2} r \frac{\delta}{\delta_0}.$$

При нормальних умовах $n = n_0$ і $\delta = \delta_0$, звідки

$$r = \frac{2}{3}(n_0 - 1), \text{ що і потрібно було довести.}$$

5.2 Встановлення показника заломлення n_0 і коефіцієнта рефракції r

Користуючись наближеною формулою (5.3), встановимо коефіцієнт рефракції азоту, водню, кисню, водяної пари і повітря.

Таблиця 5.1. Показник заломлення n_0 і коефіцієнт рефракції r

№	Назва газу	n_0	$r \times 10^4$
1	Азот	1,000297	1,98
2	Водень	1,000138	0,92
3	Кисень	1,000272	1,81
4	Водяна пара	1,000257	1,71
5	Повітря	1,000292	1,95

5.3 Встановлення показника заломлення повітря при відносних щільностях $\frac{\delta}{\delta_0}$

Встановимо показник заломлення повітря при відносних щільностях $\frac{\delta}{\delta_0}$, рівних 10; 05; 0,1; 0,001.

Підставляючи (5.3) у (5.2), отримаємо

$$n = 1 + (n_0 - 1) \frac{\delta}{\delta_0} \quad (5.6)$$

Результати розрахунків за формулою (5.6) зведемо в таблицю.

Таблиця 5.2. Показник заломлення повітря при $n_0 = 1,000292$

$\frac{\delta}{\delta_0}$	10	0,5	0,1	0,001
n	1,00292	1,000146	1,0000292	1,000000292

5.4 Рефракція і показник заломлення повітря

Вважаючи повітря сумішшю, що складається із 80 % азоту N_2 (по вазі) і 20 % кисню O_2 , визначимо за допомогою закону складання рефракцій рефракцію і показник заломлення повітря при нормальних умовах.

На основі закону складання рефракцій

$$Mr_{нов} = m_{N_2} r_{N_2} + m_{O_2} r_{O_2}, \quad (5.7)$$

Звідки

$$r_{нов} = \frac{m_{N_2} r_{N_2}}{M} + \frac{m_{O_2} r_{O_2}}{M}, \quad (5.8)$$

або

$$r_{нов} = 0,8r_{N_2} + 0,2r_{O_2}, \quad (5.9)$$

І в нашому випадку

$$r_{нов} = 0,8 \cdot 0,000198 + 0,2 \cdot 0,000181 = 0,000195$$

Із формули (5.3) знайдемо n_0 :

$$n_0 = 1 + \frac{3}{2}r \quad (5.10)$$

Підставляючи у формулу (5.10) значення $r_{нов}$, отримаємо

$$n_0 = 1 + \frac{3}{2} \cdot 0,000195 = 1,000292$$

Таким чином, результат повністю співпадає з табличним.

5.5 Встановлення коефіцієнту рефракції і показника заломлення водяної пари при нормальних умовах

Молекулярна рефракція водяного пару $\mu_{H_2O}r_{H_2O}$ дорівнює сумі атомних рефракцій A_r , які входять в молекулу атомів

$$\mu_{H_2O}r_{H_2O} = 1 \cdot r_{H_2} + 1 \cdot r_{H_2} + r_{O_2} \quad (5.11)$$

звідки

$$r_{H_2O} = \frac{2r_{H_2} + 16r_{O_2}}{\mu_{H_2O}} \quad (5.12)$$

І в нашому випадку:

$$r_{H_2O} = \frac{2 \cdot 0,000092 + 16 \cdot 0,000181}{18} = \frac{0,00308}{18} = 1,711 \cdot 10^{-4}$$

Показник заломлення водяного пару при нормальних умовах:

$$n_0 = 1 + \frac{3}{2}r = 1 + \frac{3}{2} \cdot 1,711 \cdot 10^{-4} = 1,000257, \text{ тобто результат повністю}$$

співпадає з табличним.

5.6 Встановлення кута повного внутрішнього відбивання між двома шарами повітря при утворенні міражів

Утворення міражів пояснюється повним внутрішнім відбиванням при падінні світла із більш холодних шарів повітря на нагріті.

Встановимо кут повного внутрішнього відбивання між двома шарами повітря із скачком температури у $20^\circ K$ ($T_1 = 300^\circ K$; $T_2 = 280^\circ K$). Атмосферний тиск рівний 760 мм.рт.ст.

Неоднорідності температури атмосфери по висоті, які мають місце над поверхнею розігрітої землі або над морем, викликають зміни коефіцієнта заломлення, чим пояснюється явище міражу. Можна штучно викликати міраж, примушуючи промені поширюватися над розігрітою поверхнею.

Показник заломлення повітря n_n може бути визначений за формулою:

$$n_n = 1 + 2,9155 \cdot 10^{-9} \frac{H}{1 + \frac{t}{273}}, \quad (5.13)$$

де H – тиск в Па, t – температура повітря в градусах Цельсія.

При $H = 101325 \text{ Па}$, що відповідає нормальному тиску в 760 мм.рт.ст.

$$n_n = 1 + 0,0002954 \cdot \frac{1}{1 + \frac{t}{273}}, \quad (5.14)$$

При відомому тиску в міліметрах ртутного стовпчика застосовують формулу:

$$n_n = 1 + 0,0002954 \cdot \frac{H}{760} \cdot \frac{1}{1 + \frac{t}{273}} \quad (5.15)$$

В нашому випадку при $t_1 = 300^\circ - 273^\circ = 27^\circ \text{ C}$; $t_2 = 280^\circ - 273^\circ = 7^\circ \text{ C}$

$$n_2 = 1 + 0,0002954 \cdot \frac{760}{760} \cdot \frac{1}{1 + \frac{27}{273}} = 1,0002688$$

$$n_1 = 1 + 0,0002954 \cdot \frac{760}{760} \cdot \frac{1}{1 + \frac{7}{273}} = 1,000288$$

Кут повного внутрішнього відбивання i розрахуємо за формулою:

$$i_{cp} = \arcsin \frac{n_2}{n_1} = \arcsin \frac{1,0002688}{1,000288} = \arcsin(0,9999808) = 89,6449^\circ = 89^\circ 38,7'$$

5.7 Встановлення коефіцієнта рефракції при переході світлового променя із водяної пари у воду

Встановимо коефіцієнт рефракції при переході світлового променя із водяної пари у воду знаючи, що показник заломлення води $n = \frac{4}{3}$, а щільність води дорівнює $1000 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$.

Спочатку знайдемо щільність водяної пари δ_n , знаючи табличні значення щільності водню $0,09 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$ і кисню $1,43 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$

$$\delta_{nH_2O} = 2\delta H + \delta O = 0,09 \cdot 2 + 1,43 = 1,61 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$$

Із формули (5.2) визначимо коефіцієнт рефракції

$$r = \frac{2}{3} (n-1) \frac{\delta_0}{\delta} \quad (5.16)$$

І в нашому випадку коефіцієнт рефракції $r_{\text{води}}$ буде:

$$r_{\text{води}} = \frac{2}{3} \left(\frac{4}{3} - 1 \right) \frac{1,61 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}}{1000 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}} = 3,577777 \cdot 10^{-4}$$

Встановлений нами раніше коефіцієнт рефракції водяної пари
 $r_{\text{H}_2\text{O}} = 1,711 \cdot 10^{-4}$.

Таким чином, при переході від водяної пари до води, коефіцієнт рефракції збільшується у:

$$\frac{3,58 \cdot 10^{-4}}{1,71 \cdot 10^{-4}} = 2,09 \text{ разів.}$$

5.8 Встановлення показників заломлення середовищ

Встановимо показники заломлення середовищ, якщо швидкість поширення світла у вакуумі і в даному середовищі визначаються за формулою

$$n = \frac{C}{V} \quad (5.17)$$

Приймаючи швидкість поширення світла у вакуумі рівною $299792,5 \frac{\text{км}}{\text{с}}$, знайдемо показники заломлення

$$n_1 = \frac{299792,5}{197453} = 1,5183 \quad n_2 = \frac{299792,5}{224610} = 1,3347$$

Показник заломлення 1,5183 має скло оптичне К8, а 1,3347 – вода.

5.9 Абсолютний показник заломлення

Знайдемо абсолютний показник заломлення середовища A відносно середовища C , якщо показники відносно повітря дорівнюють $n_C = 1,5183$ і $n_A = 1,8138$.

Відносний показник двох середовищ дорівнює

$$n_A^C = \frac{n_A}{n_C} \quad (5.18)$$

тоді

$$n_A^C = \frac{1,8138}{1,5183} = 1,1946.$$

5.10 Встановлення показників заломлення при різних температурах

Визначимо показники заломлення повітря при температурах -40 ; $+20$; $+60^\circ\text{C}$ і нормальному тиску.

Показник заломлення повітря може бути визначений за формулами (5.13) і (5.14).

На основі формули (5.14) запишемо

$$n_n = 1 + 0,0002954 \cdot K \quad (5.19)$$

Для вказаних вище температур коефіцієнт K буде

$$K_{-40^\circ} = \frac{1}{1 - \frac{1}{273}} = 1,17167; K_{+20^\circ} = \frac{1}{1 + \frac{1}{273}} = 0,93174; K_{+60^\circ} = \frac{1}{1 + \frac{60}{273}} = 0,81982;$$

Показники заломлення повітря:

$$n_{-40^\circ} = 1 + 0,0002954 \cdot 1,17167 = 1,000346;$$

$$n_{+20^\circ} = 1 + 0,0002954 \cdot 0,93174 = 1,000275;$$

$$n_{+60^\circ} = 1 + 0,0002954 \cdot 0,81982 = 1,000242;$$

5.11 Встановлення показника заломлення води за коефіцієнтом рефракції водяної пари

Користуючись отриманим в п.5 значенням рефракції водяної пари, встановимо показник заломлення води, вважаючи її щільність $\delta_s = 1000 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$.

Згідно табличних даних, маса молекули водяної пари складає $\mu = 360 \cdot 10^{-23}$ грам, з однієї сторони, а число молекул в 1 м^3 газу (число Лошмідта) $L_0 = 2,687 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$.

Густина пару при цьому буде

$$\delta_{\text{парумол.}} = \mu L_0, \quad (5.20)$$

і в нашому випадку

$$\delta_{\text{парумол.}} = 3,0 \cdot 10^{-23} \text{ грам} \cdot 2,687 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3} = 806,1 \frac{\text{г}}{\text{м}^3},$$

або

$$\delta_{\text{парумол.}} = \frac{806,1}{1000} = 0,8061 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}.$$

Знаючи $r_{\text{H}_2\text{O}_n} = 1,711 \cdot 10^{-4}$, знайдемо показник заломлення води за формулою (5.2):

$$n_{\text{води}} = 1 + \frac{3}{2} r_n \frac{\delta_{\text{води}}}{\delta_{\text{парумол.}}} = 1 + \frac{3}{2} \cdot 1,711 \cdot 10^{-4} \frac{1000 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}}{0,8061 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}} = 1,31838 \approx 1,32,$$

$$m_{\text{води.табл}} = 1,33.$$

Отримане значення $\delta_{\text{парумол.}}$ у два рази менше густини пару $\delta_{\text{пару}}$, вирахованої по табличним даним. Число, яке дає відношення мас двох молекул, вказує в той же час і відношення мас двох порцій речовини, що вміщає однакові числа молекул. Тому 2 г водню (молекулярна вага H_2 дорівнює 2), 32 г кисню (молекулярна вага O_2 дорівнює 32).

Кількість речовини, що вміщує число грамів, рівних її молекулярній вазі, називається **грам-молекулою** або **молем**. Молі різних речовин вміщують одне і те ж число молекул, яке отримало назву числа **Авогадро** $N = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$.

При розгляді даного питання ми отримали показник заломлення у воді через рефракцію водяної пари, а в п.7 функціонально отримуємо показник заломлення у воді через рефракцію води.

5.12 Дослідження явища повного внутрішнього відбивання

Дослідимо явище повного внутрішнього відбивання і дамо висновки, коли спостерігається повне внутрішнє відбивання: при переході світла з води у лід, чи при оберненому переході.

Показник заломлення льоду визначимо через показник заломлення води за допомогою формули рефракції, прийнявши щільність льоду рівною $0,9 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$, і визначимо граничний кут повного внутрішнього відбивання.

Світло при проходженні із речовини з меншим коефіцієнтом заломлення (оптично менш щільного) наближується до нормалі. Навпаки, при переході із речовини оптично більш щільної у речовину оптично менш щільну промінь відходить від нормалі. Очевидно, в цьому випадку існує такий кут падіння i_{cp} , менший $\frac{\pi}{2}$, при якому кут заломлення i_2 дорівнює $\frac{\pi}{2}$, тобто заломлений промінь стає ковзним.

Досвід показує, що при кутах падіння $i_1 > i_{2cp}$ заломленого променя не існує: все падаюче світло повністю відбивається.

Це явище носить назву **повного внутрішнього відбивання**. Кут i_{cp} називається граничним кутом. Значення граничного кута i_{cp} визначається умовою, щоб $i_2 = \frac{\pi}{2}$, звідки за законом заломлення запишемо

$$\sin i_{cp} = \frac{n_2}{n_1} \quad (5.21)$$

Це рівняння може бути задовільнене значенням кута i_2 лише при умові, що $n_2 \leq n_1$, звідки слідує, що повне внутрішнє відбивання можливе лише при проходженні світла із речовини оптично більш щільної у речовину оптично менш щільну і неможливе при проходженні світла із речовини оптично менш щільної у речовину оптично більш щільну. Наприклад, повне внутрішнє відбивання можливе при проходженні світла із скла у повітря і неможливе при його проходженні із повітря у скло.

По мірі наближення кута падіння до граничного, інтенсивність заломленого променя падає, а інтенсивність відбитого зростає. За формулою

(5.6) запишемо, взявши до уваги, що показник заломлення води $n_e = 1,333$, а щільність льоду

$$900 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}.$$

Тоді

$$n = 1 + (n_{\text{води}} - 1) \frac{\delta_{\text{льоду}}}{\delta_{\text{води}}} = 1 + (1,333 - 1) \frac{900 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}}{1000 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}} = 1,2997 \approx 1,30$$

Контроль: $n_{\text{льоду табл}} = 1,31$.

Знайдемо граничний кут повного внутрішнього відбивання

$$\sin i_{\text{гр}} = \frac{n_{\text{льоду}}}{n_{\text{води}}} = \frac{1,30}{1,32} = 0,98484848,$$

звідки

$$i_{\text{гр}} = \arcsin i_{\text{гр}} = 80,013434^\circ = 80^\circ 00' 48,4''$$

Таким чином, нами встановлений граничний кут повного внутрішнього відбивання.

ЕЛЕКТРОДИНАМІКА

Лекція 6. Магнітне поле. Закон Кулона

6.1 МАГНЕТИЗМ

Основною частиною магнітного компасу є чутливий елемент. Направляюча сила в чутливому елементі компасу виникає під впливом магнетизму.

Спочатку магнетизмом була названа властивість деяких руд, які зустрічаються в природі, притягувати до себе частинки заліза. Такою властивістю, наприклад, володіє залізна руда, яка має назву магнітний залізняк. Різним сортам заліза і сталі, а також деяким сплавам магнітні властивості можуть бути надані штучним шляхом. У відповідності з цим намагнічені тіла, які в подальшому будемо називати магнітами, поділяються на натуральні і штучні.

Довгий час вважали, що джерелом магнетизму являються особливого роду «магнітні заряди» або «магнітні маси». І тільки на початку ХХ століття було встановлено, що магнітні властивості речовин мають електричне походження. Магнетизм проявляється тільки там, де є рухомий електричний заряд.

6.2 МАГНІТНЕ ПОЛЕ

Між намагніченими тілами (магнетиками) існують сили взаємодії. Ці сили виникають внаслідок того, що кожне намагнічене тіло створює в оточуючому його просторі **МАГНІТНЕ ПОЛЕ**.

Простіший чутливий елемент стрілочного компасу представляє собою постійний магніт, виготовлений у вигляді стрілки і підвішений так, що він може вільно повертатися в горизонтальній площині. В кожній точці земної поверхні під дією магнітного поля Землі стрілка встановлюється визначеним чином і показує постійний для даної точки напрямок.

6.3 МАГНІТНІ ПОЛЮСИ

Той кінець магнітної стрілки, який обернений при цьому на північ, називається північним, а протилежний – південним.

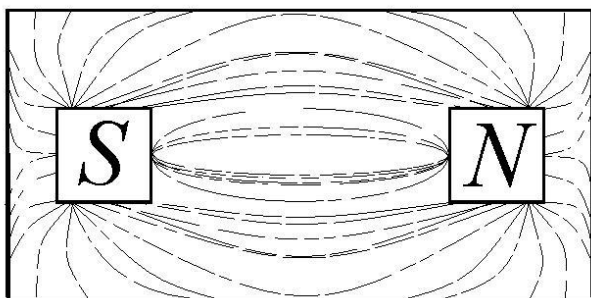


рис 6.1 Магнітна поле

На рис.1 показана структура магнітного поля стержневого магніту. Якщо лист картону з насипаними на нього залізними ошурками помістити під магнітом і злегка струсити, то ошурки розподіляться закономірно, утворюючи криві лінії. Ці лінії називаються **МАГНІТНИМИ СИЛОВИМИ ЛІНІЯМИ**, а точки, в яких силові лінії

сходяться – полюсами магніту.

При визначеному напрямку магнітних силових ліній вважають, що силові лінії виходять із північного полюсу магніту і сходяться в південному.

6.4 Магнітна вісь магніту

Пряма лінія, яка з'єднує полюси магніту, називається **МАГНІТНОЮ ВІССЮ** магніту.

Якщо замінити залізні ошурки мініатюрними магнітними стрілками (рис 2), то вони орієнтуються визначеним чином, а саме: до одного полюсу стрілки звернені світлими північними кінцями, а до другого – південними.

Встановлено, що різнойменні магнітні полюси взаємно притягуються, а однойменні – відштовхуються. Тому той полюс магніту, до якого стрілки повернуті південними кінцями, назвали північним (N), а протилежний – південним (S). Умовно прийнято вважати, що в північному полюсі сконцентрований магнетизм додатного найменування, а в південному – від'ємного.

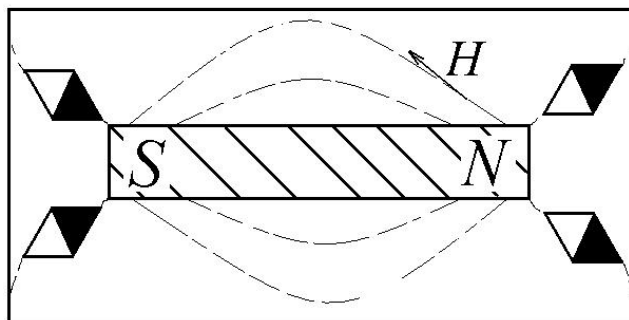


рис 6.2 Орієнтування магнітних стрілок в магнітному полі прямолінійного магніту. Напрямок вектора напруженості (темний кінець стрілок - північний полюс, світлий - південний)

6.5 Напруженість магнітного поля

Основною величиною, яка характеризує магнітне поле, є напруженість H .

Напруженістю магнітного поля в даній точці називається сила, з якою поле діє на додатну одиницю кількості магнетизму, який поміщений в дану точку.

За одиницю напруженості магнітного поля в системі CGSM приймається сила, яку відчуває позитивна одиниця кількості магнетизму, поміщена в центр кругового контуру радіусом 0,2 см, коли в контурі протікає струм, рівний 1 А. така одиниця називається **ерстедом**.

Ерстед прийнято позначати українською літерою e (або ерстед) або латинськими буквами Oe .

Для вимірювання напруженості слабких магнітних полів використовується біль мілка одиниця – *міліерстед* (тисячна доля ерстеду) і *гамма* (стотисячна доля ерстеду). Міліерстед позначається українськими літерами Me або латинськими mOe ; гамма позначається грецькою буквою γ .

В міжнародній системі Сі за одиницю напруженості магнітного поля приймають Ампер на метр ($\frac{A}{m}$), який складає лише деяку частину ерстеда, а саме:

$$1 \frac{A}{m} = 4\pi \cdot 10^{-3} e$$

Напруженість магнітного поля H є векторна величина, тобто вона визначається не лише своїм числовим значенням, але і напрямком. Вектор напруженості \vec{H} завжди направлений по дотичній до магнітних силових ліній (див. рис. 2).

6.6 Однорідне і неоднорідне магнітне поле

Якщо напруженість магнітного поля має однакову величину і напрямок у всіх точках поля, то таке магнітне поле називається однорідним. Магнітні силові лінії однорідного магнітного поля зображуються паралельними прямими, а неоднорідного поля – кривими лініями.

В практиці приходиться мати справу головним чином з неоднорідними магнітними полями. Але часто без великого зниження точності неоднорідне магнітне поле можна вважати однорідним. Наприклад, в теорії девіації магнітне поле Землі в об'ємі, яке займає судно, приймається за однорідне поле. Таке допущення значно спрощує теоретичні висновки.

6.7 Закон Кулона

Кількісні розрахунки взаємодії намагнічених тіл проводяться за законом Кулона: сила взаємодії двох магнітних полюсів прямо пропорційна добутку кількостей магнетизму, сконцентрованих в цих полюсах і обернено пропорційна квадрату відстані між ними:

$$F = \frac{m_1 m_2}{r^2}, \quad (6.1)$$

В системі CGSM кількості магнетизму m_1 і m_2 виражаються в абсолютних електромагнітних одиницях. За абсолютну електромагнітну одиницю кількості магнетизму приймається така її кількість, яка діє на рівну йому кількість магнетизму, розташованому у вакуумі на відстані 1 см, з силою в 1 дину.

6.8 Магнітна проникність. Узагальнений закон Кулона

На силу взаємодії магнітних полюсів впливає середовище. Цей вплив характеризується величиною, яка отримала назву магнітна проникність і позначається літерою μ . З врахуванням впливу середовища сила взаємодії магнітних полюсів визначається узагальненим законом Кулона:

$$F = \frac{m_1 m_2}{\mu r^2} \quad (6.2)$$

6.9 Діамагніти, парамагніти і феромагнітні речовини

Речовини, у яких магнітна проникність менше одиниці, називаються **діамагнітними**. В діамагнітному середовищі сила взаємодії магнітних полюсів більша, ніж у вакуумі.

Речовини, магнітна проникність яких дещо більша за одиницю, називаються **парамагнітними**. В парамагнітному середовищі сила взаємодії магнітних полюсів слабша, ніж у вакуумі.

Чисельне значення магнітної проникності μ знаходиться в залежності від атомної будови речовини.

У парамагнітних і діамагнітних речовин μ дуже незначно відрізняється від одиниці, всього на декілька мільйонних або тисячних долей.

Але в природі є речовини, у яких μ велика і складає сотні і навіть тисячі одиниць. Такі речовини називаються **ферромагнітними** (від латинського слова *ferrum* - залізо).

Крім заліза, із хімічно чистих елементів до ферромагнітних речовин відносяться метали – нікель і кобальт і рідкоземельний елемент **гадоліній**.

Лекція 7. Напруженість магнітного поля прямолінійного магніту**7.1 Магнітне поле прямолінійного магніту на перпендикулярі до осі магніту. Постановка задачі**

В магнітно-компасній справі використовують магніти у вигляді прямо лінійних брусків круглого або квадратного перерізу. У таких магнітів магнітна вісь майже співпадає з геометричною повздожньою віссю. Визначимо напруженість магнітного поля прямолінійного магніту в точках, розташованих на перпендикулярі, встановленому із середини осі магніту, і на продовженні осі так, як ці випадки представляють найбільший практичний інтерес. Для простоти будемо вважати, що весь магнетизм позитивного найменування сконцентрований у північному полюсі магніту, а негативного – у південному. Такий магніт називається схематичним магнітом.

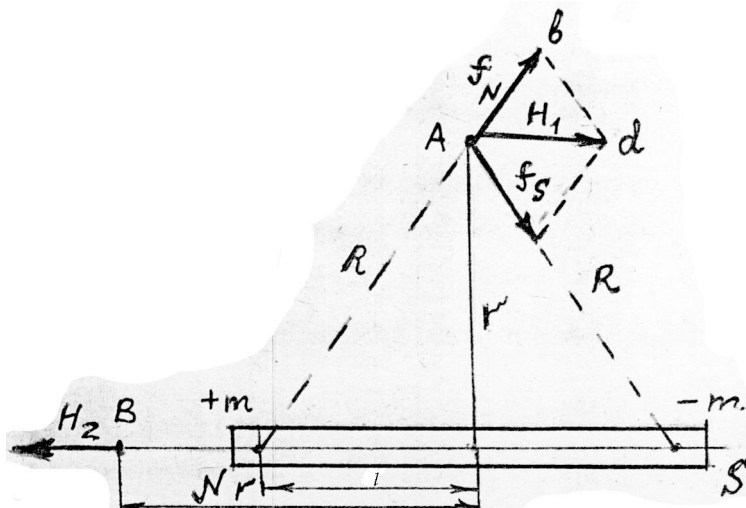


рис 7.1 Напрямок векторів напруженості H_1 і H_2 магнітного поля прямолінійного магніту в точках, розташованих на перпендикулярі до осі магніту і на продовженні осі

На рис 7.1 зображений схематичний магніт, відстань між полюсами якого $2l$. У південному полюсі магніту сконцентровано $-m$ одиниць кількості магнетизму, а в північному $+m$ одиниць. Напруженість магнітного поля в точці A чисельно дорівнює силі, яку відчуває позитивна одиниця кількості магнетизму, поміщена в цю точку.

7.2 Магнітний момент

Згідно закону Кулона дія полюсів магніту на позитивну одиницю кількості магнетизму, поміщену в точку A , виразиться силами:

$$f_N = \frac{m}{R^2} \quad \text{і} \quad f_S = \frac{-m}{R^2} \quad (7.1)$$

Рівнодійна H_1 цих сил дає значення напруженості в точці A . із подібності трикутників NAS і Abd маємо:

$$\frac{H_1}{2l} = \frac{f_N}{R}$$

звідки

$$H_1 = f_N \frac{2l}{R} \quad (7.2)$$

Підставляючи замість f_N її значення, отримаємо:

$$H_1 = \frac{2lm}{R^3} = \frac{M}{R^3} \quad (7.3)$$

де через M позначено добуток $2lm$, що називається **МАГНІТНИМ МОМЕНТОМ** магніту.

7.3 Напруженість магнітного поля

Зробивши заміну в останній формулі $R = \sqrt{r^2 + l^2}$, будемо мати:

$$H_1 = \frac{M}{(r^2 + l^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (7.4)$$

Отримана формула є точною формулою напруженості магнітного поля схематичного магніту в точках, розташованих на перпендикулярі, опущеному із середини осі магніту.

Формулу (7.4) представимо у вигляді:

$$H_1 = \frac{M}{\left[r^2 \left(1 + \frac{l^2}{r^2} \right) \right]^{\frac{3}{2}}}$$

або

$$H_1 = \frac{M}{r^3 \left(1 + \frac{l^2}{r^2} \right)^{\frac{3}{2}}}$$

і

$$H_1 = \frac{M}{r^3} \left(1 + \frac{l^2}{r^2} \right)^{-\frac{3}{2}} \quad (7.5)$$

Якщо точка A так віддалена від магніту, що відношенням $\frac{l^2}{r^2}$ можна нехтувати, отримаємо:

$$H_1 = \frac{M}{r^3} \quad (7.6)$$

Вектор напруженості H_1 , як видно із (рис 7.1), паралельний осі магніту і направлений в сторону південного полюсу.

Таким чином, напруженість магнітного поля магніту в точці, що розташована на перпендикулярі до осі магніту, встановленого із його середини, і достатньо віддаленої від магніту, прямо пропорційна магнітному моменту магніту і обернено пропорційна кубу відстані від точки до центра магніту.

Якщо ж точка A знаходиться на такій відстані від центра магніту, що відношенням $\frac{l^2}{r^2}$ нехтувати не можна, то напруженість H_1 в цій точці визначається за наступною формулою:

$$H_1 = \frac{M}{r^3} \left(1 - \frac{3l^2}{2r^2} \right) \quad (7.7)$$

де вираз в дужках представляє собою два перших члени розкладу в біноміальний ряд величини $\left(1 + \frac{l^2}{r^2} \right)^{\frac{3}{2}}$. Формулу (7.7) представимо у вигляді:

$$H_1 = \frac{M}{r^3} \left(1 - \frac{Q}{r^2} \right) \quad (7.8)$$

де $Q = \frac{3}{2}l^2$.

7.4 Напруженість магнітного поля магніту на продовженні магнітної осі

Визначимо напруженість магнітного поля в точці B (див. рис 7.1). згідно закону Кулона дія полюсів магніту на додатну одиницю кількості магнетизму, розміщену в точці B , виразиться двома силами:

$$f_N = \frac{m}{(r-l)^2} \quad \text{і} \quad f_S = \frac{-m}{(r+l)^2} \quad (7.9)$$

Рівнодійна H_2 цих сил дає значення напруженості в точці B :

$$H_2 = f_N + f_S \quad (7.10)$$

Після підстановки значень f_N і f_S , отримаємо:

$$H_2 = \frac{m}{(r-l)^2} - \frac{m}{(r+l)^2}$$

Перетворимо останній вираз, привівши праву частину його до загального знаменника:

$$H_2 = \frac{mr^2 + 2lmr + l^2m - mr^2 + 2lmr - l^2m}{(r^2 - l^2)^2}$$

Після скорочень, приймаючи

$$M = 2lm \quad (7.11)$$

отримаємо

$$H_2 = \frac{2Mr}{(r^2 - l^2)^2} \quad (7.12)$$

Формула (7.12) є точною формулою напруженості магнітного поля схематичного магніту в точках, розташованих на продовженні його магнітної осі.

Формулу (7.12) можна записати в такому вигляді:

$$H_2 = \frac{2Mr}{r^4 \left(1 - \frac{l^2}{r^2} \right)^2}$$

або

$$H_2 = \frac{2M}{r^3} \left(1 - \frac{l^2}{r^2} \right)^{-2} \quad (7.13)$$

Якщо відстань l мала в порівнянні з r , то, нехтуючи відношенням $\frac{l^2}{r^2}$, отримаємо:

$$H_2 = \frac{2M}{r^3} \quad (7.14)$$

Вектор напруженості H_2 співпадає з напрямком магнітної осі магніту. Чисельно він в два рази більший вектора H_1 при однаковій відстані r .

Це означає, що, якщо вісь магніту розташувати перпендикулярно напрямку на деяку точку, а потім повернути магніт на 90° , то напруженість магнітного поля магніту в цій точці від такого повороту збільшиться вдвічі.

Якщо точка B так віддалена від магніту, що відношенням $\frac{l^2}{r^2}$ нехтувати не можна, то замість формули (7.14) слід користуватися формулою:

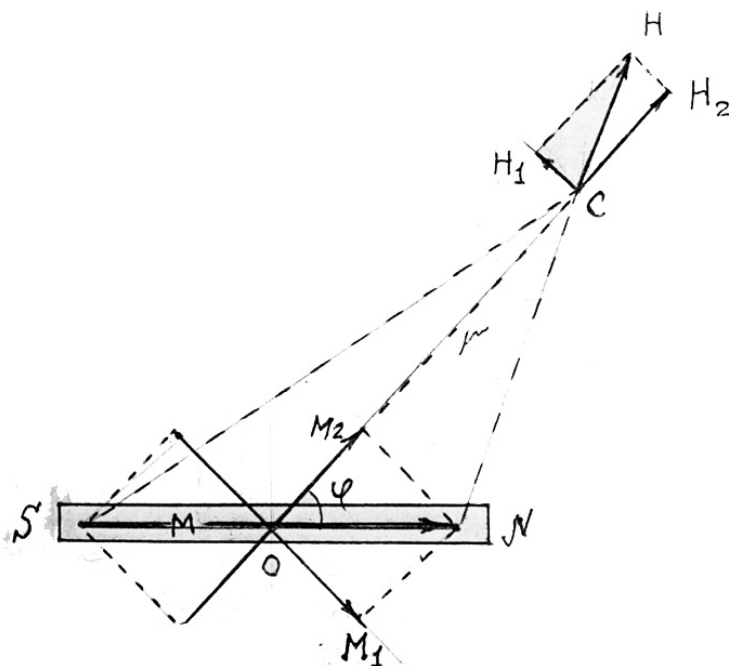
$$H_2 = \frac{2M}{r^3} \left(1 + 2 \frac{l^2}{r^2} \right) \quad (7.15)$$

де вираз в дужках представляє собою два перших члени розкладу в біноміальний ряд величини $\left(1 - \frac{l^2}{r^2} \right)^{-2}$. Формулу (7.15) представимо у вигляді:

$$H_2 = \frac{2M}{r^3} \left(1 + \frac{P}{r^2} \right) \quad (7.16)$$

де $P = 2l^2$.

7.5 Напруженість магнітного поля прямолінійного магніту у довільно розташованій точці



Беручи за основу два розглянуті часткові випадки, отримаємо загальний випадок, тобто визначимо напруженість магнітного поля прямолінійного магніту у довільно розташованій точці C (рис 7.2).

рис 7.2 Визначення напрямку вектора напруженості H магнітного поля прямолінійного магніту в довільній точці

Нехай магніт NS має магнітний момент M , представляючи цей магнітний момент вектором, розташованим на осі магніту і направленим до N , розкладемо його на складові магнітні моменти M_1 і M_2 по двох напрямках: перпендикулярному до лінії OC , що з'єднує центр магніту NS з точкою C , і по самій лінії OC .

Тим самим ми ніби заміняємо магніт NS двома іншими магнітами, сумарне магнітне поле яких еквівалентне полю магніту NS . Величини магнітних моментів M_1 і M_2 визначаються наступними виразами

$$M_1 = M \sin \varphi \quad (7.17)$$

$$M_2 = M \cos \varphi \quad (7.18)$$

де кут φ – кут між лінією OC і магнітною віссю магніту NS .

Напруженості магнітних полів, які заміняють магніти в точці C у відповідності з формулами (7.6) і (7.14) будуть

$$H_1 = \frac{M_1}{r^3} \quad (7.19)$$

$$H_2 = \frac{2M_2}{r^3} \quad (7.20)$$

Підставляючи замість M_1 і M_2 їх значення, отримаємо:

$$H_1 = \frac{M}{r^3} \sin \varphi \quad (7.21)$$

$$H_2 = \frac{2M}{r^3} \cos \varphi \quad (7.22)$$

Складаючи геометрично напруженості H_1 і H_2 , отримаємо величину напруженості H магнітного поля прямолінійного магніту у довільній точці:

$$H^2 = H_1^2 + H_2^2 \quad (7.23)$$

або

$$H^2 = \left(\frac{M}{r^3}\right)^2 (\sin^2 \varphi + 4 \cos^2 \varphi) \quad (7.24)$$

Приймаючи до уваги, що $\sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi = 1$, формула (7.24) буде мати вигляд

$$H^2 = \left(\frac{M}{r^3}\right)^2 (1 + 3 \cos^2 \varphi)$$

або

$$H = \left(\frac{M}{r^3}\right) \sqrt{1 + 3 \cos^2 \varphi} \quad (7.25)$$

7.6 Напруженість магнітного поля Землі

Якщо вважати, що достатньої сили магніт-диполь, поміщений в центр Землі, створює на її поверхні магнітне поле. Яке порівняно добре співпадає із спостережуваним геомагнітним полем і цей магніт повернутий на $11,5^\circ$ відносно осі обертання нашої планети, а більш точно – при зміщенні його на 450 км в сторону Тихого океану, то горизонтальна складова напруженості планети Земля,

яка діє в напрямку силових ліній магнітного меридіану, на основі формули (7.21) буде:

$$H_{гор} = \frac{M}{R^3} \sin(90^\circ - \varphi) = \frac{M}{R^3} \cos \varphi_M \quad (7.26)$$

де φ – кут, утворений між північним напрямком осі диполя до напрямку на дану точку поверхні Землі.

Аналогом розрахунку вертикальної складової напруженості земної кулі буде формула (7.22):

$$H_z = \frac{2M}{R^3} \cos(90^\circ - \varphi) = \frac{M}{R^3} \sin \varphi_M \quad (7.27)$$

Магнітне поле кругового струму, створеного в будь-якій точці осі струму, що знаходиться на відстані R , яка набагато більша радіуса витка, за допомогою закону Біо-Савара-Лапласа виражається формулою

$$B = \frac{\mu\mu_0 IS}{2\pi R^3} \quad (7.28)$$

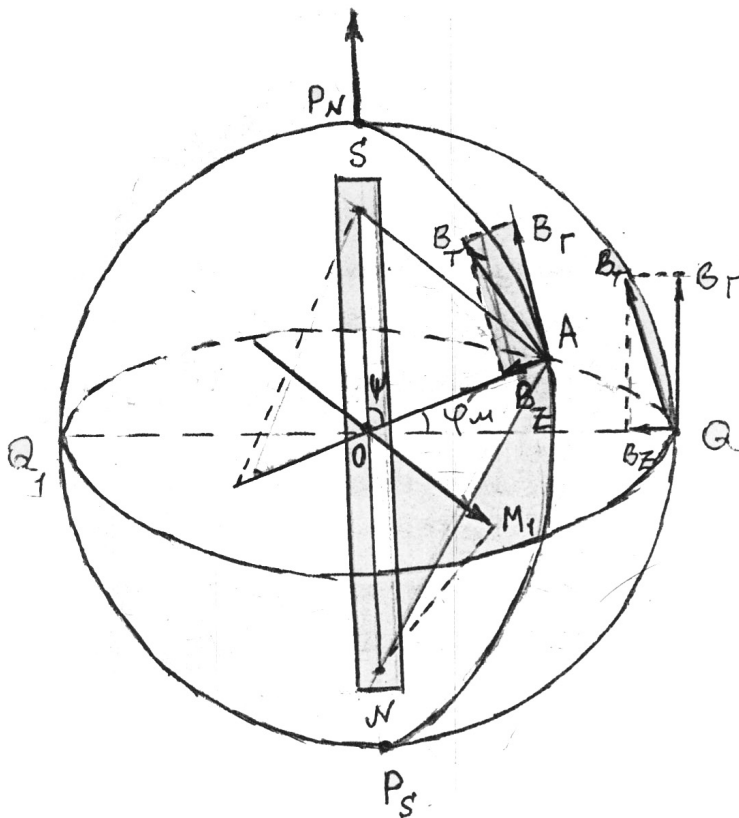


рис 7.3 Магнітний диполь Землі

де I – сила струму у витку,
 S – площа, яка обтикається витком,
 B – індукція магнітного поля.

Це магнітне поле можна розглядати, як поле магнітного диполя, магнітний момент якого $M = IS$ (7.29)

Таким чином, магнітне поле в точці Q , створене даним диполем, буде:

$$B_Q = \frac{\mu\mu_0 M}{2\pi R^3} \quad (7.30)$$

де R – радіус земної кулі.

Магнітне поле магнітного диполя аналогічне електричному полю електричного диполя.

По аналогії можна зробити висновок, що магнітне поле в точці P_N буде вдвічі менше поля

в точці Q

$$B = \frac{\mu\mu_0 M}{4\pi R^3} \quad (7.31)$$

В загальному випадку складові індукції магнітного поля Землі

$$B_{гор} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi R^3} \cos \varphi_M \quad (7.32)$$

$$B_z = \frac{\mu\mu_0}{2\pi R^3} \sin \varphi_M \quad (7.33)$$

де μ_0 – магнітна постійна, M – магнітний момент земної кулі, R – радіус Землі, φ_M – геомагнітна широта.

Із приведених формул легко знайти модуль вектора індукції поля однорідного намагнічування Земної кулі.

$$B_T = \sqrt{B_Z^2 + B_H^2} \quad (7.34)$$

або

$$B_T = \mu_0 \frac{M}{4\pi R^3} \sqrt{1 + 3 \sin^2 \varphi_M} \quad (7.35)$$

Зв'язок нахилення і поля, що розглядається, з геомагнітною широтою φ_M знайдемо із співвідношення проєкцій B_Z і B_H

$$\frac{B_Z}{B_H} = \operatorname{tg}(j) = 2 \operatorname{tg} \varphi_M \quad (7.36)$$

Координати геомагнітних полюсів визначаються обчисленнями. А координати магнітних полюсів, на яких нахилення фактично вимірюемого магнітного поля Землі рівне $+90^\circ$ або -90° , можуть бути отримані лише безпосередніми спостереженнями. Тому їх можна тільки «знайти». Аналогічно геомагнітний екватор визначається, а магнітний повинен бути «знайдений».

Північний магнітний полюс був відкритий в 1831 р. англійським капітаном Джеймсом Кларком Россом в районі Канадського Арктичного архіпелагу на відстані біля 1000 км від Північного географічного полюсу. Через десять років експедиція Джеймса Росса досягла району Південного магнітного полюсу, розташованого поблизу узбережжя Антарктиди приблизно у 800 км від Південного географічного полюсу. Вперше існування магнітного екватора встановив дослідним шляхом знаменитий німецький натураліст Олександр Гумбольдт у 1799 р. під час своєї подорожі у Південну Америку.

Лекція 8. Взаємодія двох магнітів в однорідному магнітному полі*8.1 Обертаючий момент*

Розглядаючи взаємодію двох магнітів в однорідному магнітному полі, в якості одного із магнітів візьмемо вільно підвішену магнітну стрілку, а в якості другого – прямолінійний магніт. Для простоти прямолінійний магніт і магнітну стрілку будемо вважати схематичними магнітами, тобто приймаємо, що весь магнетизм позитивного найменування сконцентрований у північному полюсі магніту, а негативного – у південному.

Якщо вільно підвішену магнітну стрілку, що має магнітний момент $2lm$, помістити в однорідне магнітне поле напруженістю H , то на полюсі стрілки будуть діяти рівні за величиною, але протилежні за напрямком сили $+mH$ і $-mH$, кожна із яких паралельна вектору H (рис 8.1)

Сили $+mH$ і $-mH$ утворюють пару сил, плече nA яких, як видно із рисунка, дорівнює $2l \sin \delta$. Під дією обертаючого моменту пари сил стрілка встановиться вздовж вектора H .

Величина обертаючого моменту P дорівнює добутку однієї із сил пари на плече, тобто

$$P = 2lmH \sin \delta \quad (8.1)$$

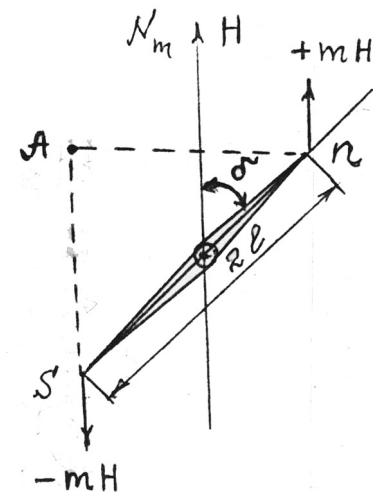


рис 8.1 Обертаючий момент магнітної стрілки

8.2 Умова рівноваги магнітної стрілки

Уявимо тепер, що на деякій відстані r від стрілки nS в одній з нею горизонтальній площині встановлений нерухомо прямолінійний магніт NS , магнітний момент якого M (рис 8.2)

Нехай відстань r при цьому буде настільки великою, що магнітне поле магніту в об'ємі, який займає стрілка при всіх її положеннях, можна вважати однорідним полем.

Напруженість магнітного поля магніту NS в центрі магнітної стрілки, спираючись на висновки попередньої лекції, можна представити двома складовими:

$$H_1 = \frac{M}{r^3} \sin \varphi \quad (8.2)$$

$$H_2 = \frac{2M}{r^3} \cos \varphi \quad (8.3)$$

Складова H_1 направлена перпендикулярно лінії OO_1 , а складова H_2 – паралельно лінії OO_1 .

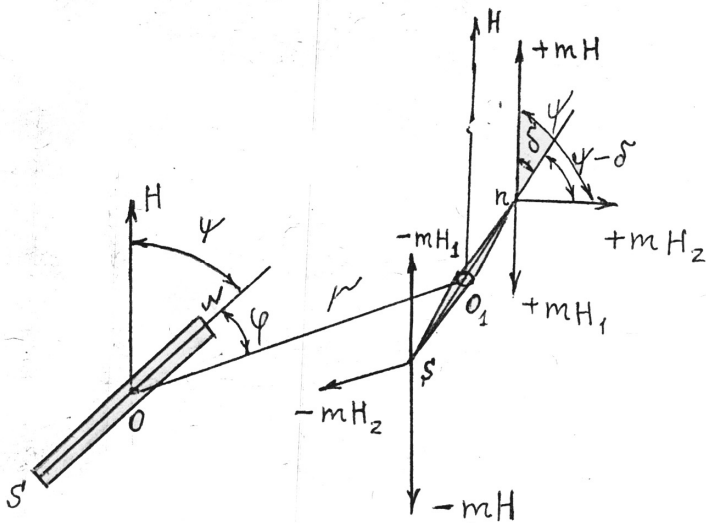


рис 8.2 Взаємодія магнітної стрілки і прямолінійного магніту, поміщених в однорідне магнітне поле

Напруженість магнітного поля магніту NS у всіх точках об'єму, який займає стрілка nS , однакова, тому що поле магніту в об'ємі стрілки ми домовились вважати однорідним. Виходячи з цього висновку, дія магніту NS на північний полюс стрілки виразиться силами $+mH_1$ і $-mH_2$. Сили $+mH_1$, $-mH_1$ і $+mH_2$, $-mH_2$ утворюють пари сил, обертаючі моменти яких, по аналогії з виразом (8.1) відповідно будуть

$$2lmH_1 \cos(\psi - \delta) \text{ і } 2lmH_2 \sin(\psi - \delta),$$

де ψ – кут між вектором H і лінією центрів OO_1 ; δ – кут між векторами H і віссю магнітної стрілки.

Враховуючи напрямки всіх трьох обертаючих моментів, які діють на стрілку nS , напишемо вираз для сумарного обертаючого моменту

$$2lmH \sin \delta - 2lmH_1 \cos(\psi - \delta) - 2lmH_2 \sin(\psi - \delta).$$

При деякому значенні кута δ стрілка знаходиться в положенні рівноваги. В цьому випадку сумарний обертаючий момент буде рівний нулю, тобто

$$2lmH \sin \delta - 2lmH_1 \cos(\psi - \delta) - 2lmH_2 \sin(\psi - \delta) = 0,$$

або, після скорочення на $2lm$,

$$H \sin \delta - H_1 \cos(\psi - \delta) - H_2 \sin(\psi - \delta) = 0 \quad (8.4)$$

Остання рівність представляє собою умову рівноваги магнітної стрілки, поміщеної в однорідне магнітне поле, яка знаходиться під дією прямолінійного магніту, коли стрілка і магніт лежать в одній горизонтальній площині. Якщо підставити в цю рівність замість H_1 і H_2 їх значення, то умова рівноваги магнітної стрілки отримає наступний вигляд:

$$H \sin \delta - \frac{M}{r^3} \sin \varphi \cos(\psi - \delta) - \frac{2M}{r^3} \cos \varphi \sin(\psi - \delta) = 0 \quad (8.5)$$

Розглянемо два часткові випадки взаємного розташування магніту і стрілки, які отримали назву першого і другого Гауссового положення.

8.3 Перше Гауссове положення

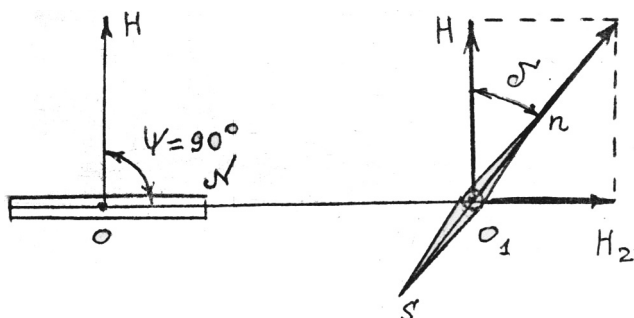


рис 8.3 Взаємне розташування прямолінійного магніту і магнітної стрілки: в першому Гауссовому положенні

Перше Гауссове положення: магніт перпендикулярний до вектора H напруженості однорідного магнітного поля; центр стрілки лежить на продовженні осі магніту (рис 8.3). В цьому випадку кут $\varphi = 0$ і кут $\psi = 90^\circ$. Підставляючи ці значення кутів φ і ψ в

умову рівноваги магнітної стрілки, отримаємо:

$$H \sin \delta - \frac{2M}{r^3} \cos \delta = 0$$

або

$$H = \frac{2M}{r^3} \operatorname{ctg} \delta \quad (8.6)$$

Формулу (8.6) використовують на практиці для визначення горизонтальної складової H земного магнетизму.

Для цього магніт, магнітний момент M якого наперед відомий, розміщують на відстані r відносно стрілки у відповідності із першим Гауссовим положенням і вимірюють кут δ . Вимірюючи кут δ , за формулою (8.6) розраховують напруженість H .

Формулою (8.6) користуються також для визначення магнітних моментів магнітів. Для цієї мети досліджується магніт і магнітну стрілку розташовують у відповідності із першим Гауссовим положенням в однорідному магнітному полі, напруженість H якого відома.

Вимірюючи відстань r і кут відхилення стрілки δ , розраховують магнітний момент M

$$M = \frac{1}{2} H r^3 \operatorname{tg} \delta \quad (8.7)$$

8.4 Друге Гауссове положення

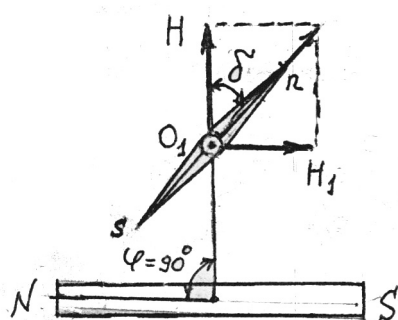


рис 8.4 Взаємне розташування прямолінійного магніту і магнітної стрілки у другому Гауссовому положенні

Друге Гауссове положення: магніт перпендикулярний вектору H напруженості однорідного магнітного поля; центр стрілки розміщується на перпендикулярі до осі магніту, поставленому із його середини (рис 8.4).

В цьому випадку кут $\varphi = 90^\circ$ і кут $\psi = 0$.

Підставляючи ці значення кутів φ і ψ в умову рівноваги магнітної стрілки, отримаємо:

$$H \sin \delta - \frac{M}{r^3} \cos \delta = 0 \quad (8.8)$$

або

$$H = \frac{M}{r^3} \operatorname{ctg} \delta \quad (8.9)$$

Формула (8.9) також може бути використана для визначення горизонтальної складової H магнітного поля Землі і магнітних моментів магнітів.

Лекція 9. Магнітні властивості феромагнітних тіл

9.1 Три групи речовин по здатності намагнічення

Всі речовини за величиною їх магнітної проникності μ поділяються на три групи: *діамагнітні*, у яких $\mu < 1$, *парамагнітні* $\mu > 1$ і *феромагнітні* $\mu \gg 1$.

Феромагнітні речовини відрізняються від всіх інших вираженою властивістю намагнічуватися. Такими ж властивостями володіють і *феромагнітні тіла*, тобто тіла, виготовлені із феромагнітних речовин.

9.2 Теоретичні основи намагнічування

Властивість тіл намагнічуватися можна пояснити наступним чином.

Атом любого хімічного елемента складається з позитивно зарядженого ядра, навколо якого по орбітам обертаються від'ємні заряджені частинки – електрони. Електрони, крім того, здійснюють обертання навколо своєї осі. Обертання електронів навколо своєї осі і навколо ядра подібно коловому струму утворює магнітне поле і, таким чином, надає атому і молекулі речовини деякий магнітний момент.

Тому, будь-яка речовина, яка може намагнічуватися, складається із нескінченної множини молекулярних магнітів. Якщо молекулярні магніти розміщені в безладі, то загальна їх дія дорівнює нулю і речовина не намагнічена.

На молекулярні магніти діють пружні сили, які втримують їх в положенні рівноваги. Якщо ж речовина здатна намагнічуватися, наприклад, залізо внести в магнітне поле, то під дією магнітних сил молекулярні магніти орієнтуються у визначеному порядку і залізо поляризується, тобто намагнічується.

Після того, як всі молекулярні магніти встановляться в напрямку зовнішніх магнітних сил, настає стан магнітного насичення і подальше намагнічування стає неможливим.

Якщо зняти намагнічувань поле, то внутрішні пружні сили починають повертати молекулярні магніти в попереднє положення. Але внаслідок паралельного орієнтування молекулярні магніти взаємодіють між собою і пружні сили вже не в змозі повернути їх повністю в попередній неупорядкований стан, отримують явище залишкового магнетизму.

Таким чином, речовини мають властивість зберігати в собі деяку залишкову намагніченість.

В діамагнітних речовинах будова атома така, що магнітні моменти, створювані окремими внутрішньоатомними електронами, дуже малі, так що атом і молекула в цілому стають майже немагнітними. Причому діамагнітні речовини намагнічуються у напрямку, протилежному намагнічуваному полю, тому їх магнітна проникність менша одиниці.

Парамагнітні і феромагнітні речовини, магнітна проникність яких більша одиниці, намагнічуються у напрямку поля. Але молекулярно-тепловий рух в парамагнітних речовинах розладжує орієнтацію молекулярних магнітів, тому

парамагнітні речовини намагнічуються слабо. Феромагнітні ж речовини мають властивість намагнічуватися до повного насичення навіть в порівняно слабких магнітних полях. Це пояснюється тим, що у феромагнітних речовинах існують внутрішні сили, які переборюють вплив теплового руху, сприяють упорядкованій орієнтації молекулярних магнітів. Ці сили називаються **обмінними силами**.

9.3 Намагніченість

При намагнічуванні феромагнітне тіло набуває деякий магнітний момент M , рівний геометричній сумі магнітних моментів всіх молекулярних магнітів тіла.

Магнітний момент, який приходить на одиницю об'єму намагніченого тіла, називається **намагніченістю**. Намагніченість j можна розрахувати за формулою

$$j = \frac{M}{V} \quad (9.1)$$

У формулі (9.1) мається на увазі те, що тіло намагнічено однорідно, тобто рівномірно по всьому об'єму.

9.4 Магнітна сприйнятливість

Ступінь властивості тіла до намагнічування визначається відношенням намагніченості j до напруженості H поля, яке намагнічує. Це відношення називається **магнітною сприйнятливістю** тіла $\partial e'$ (капна)

$$\partial e' = \frac{j}{H} \quad (9.2)$$

Як показують дослідження, магнітна сприйнятливість тіла $\partial e'$ залежить від магнітної сприйнятливості ∂e речовини, із якої виготовлено тіло.

Магнітна сприйнятливість речовини пов'язана з магнітною проникністю наступним співвідношенням

$$\partial e = \frac{\mu - 1}{4\pi} \quad (9.3)$$

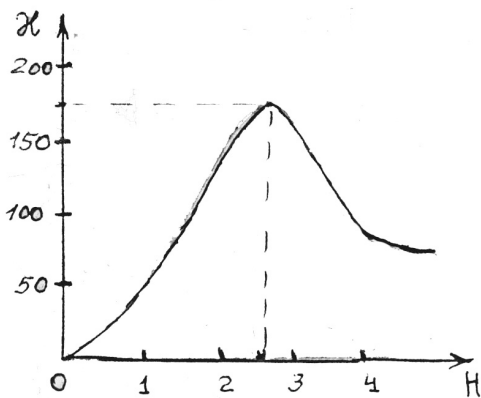


рис 9.1 Графік залежності магнітної сприйнятливості заліза від напруженості намагнічуваного поля

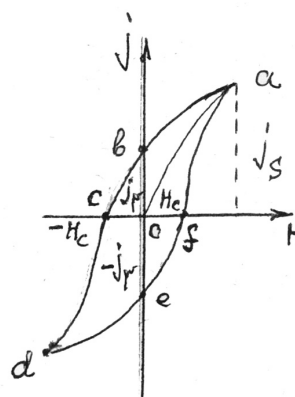


рис 9.2 Петля гістерезису

Із формули (9.3) видно, що феромагнітні речовини, які відрізняються великими значеннями магнітної проникності, мають відповідно і більшу магнітну сприйнятливість.

Відомо, що магнітна сприйнятливість речовини залежить від напруженості магнітного поля. Магнітна сприйнятливість речовини також є непостійною і залежить від напруженості намагнічуючого поля.

На рис 9.1 показана залежність δe від H для заліза. По осі абсцис відкладені значення напруженості H , а по осі ординат – магнітної сприйнятливості δe . При слабких полях δe мале. По мірі зростання H , величина δe починає зростати, спочатку повільно, а після – швидко, досягаючи найбільшого значення при напруженості поля біля $2,5 e$. при подальшому збільшенні напруженості магніту сприйнятливості заліза зменшується і при великих значеннях H вона стає близькою до нуля.

9.5 Характер намагнічування

Розглянемо характер намагнічування феромагнітного бруска, який раніше намагнічуванню не піддавався (рис 9.2).

Уявімо собі, що феромагнітний брусок вкладено в соленоїд. Ввімкнувши струм в обмотку соленоїда і повільно збільшуючи його силу, а, значить і напруженість намагнічуючого поля H , ми викличемо зростання намагніченості до найбільшої величини j_s (ділянка Oa кривої).

Величина j_s називається **намагніченістю насичення**. Магнітне насичення настає при $\delta e' = 0$. Якщо після цього почати послаблювати напруженість намагнічуючого поля, зменшуючи силу струму в обмотці, то j також буде зменшуватися (ділянка ab кривої). Але зменшення j проходить з відставанням від початкових її значень при тій самій напруженості H . це відставання носить назву **гістерезису**. Явище гістерезисну пояснюється тим, що феромагнітні тіла мають властивості зберігати в собі залишкову намагніченість j_r після того, як напруженість намагнічуючого поля зменшена до нуля.

Щоб зняти залишкову намагніченість, необхідно створити магнітне поле протилежного напрямку. Тобто змінити напрямок струму в обмотці соленоїда. При збільшенні напруженості поля протилежного напрямку залишкова намагніченість j_r почне зменшуватися (ділянка bc кривої) і при деякому значенні напруженості H_C стане рівною нулю. Величина H_C , таким чином, представляє ту напруженість поля, при якій знищується залишкова намагніченість.

Таким чином напруженість H_C є мірою тієї «сили», з якою втримується залишкова намагніченість феромагнітного бруска. Тому, величину H_C прийнято називати стримуваючою або **коерцитивною силою**.

Подальше збільшення H в напрямку OC викличе збільшення j оберненого знаку (ділянка cd кривої).

Якщо потім знову зменшити H до нуля, то брусок збереже залишкову намагніченість $-j_r$ (ділянка de кривої).

Для зняття цієї намагніченості необхідно змінити напрямок поля і збільшити напруженість до значення H_C (ділянка ef кривої).

Після наступного збільшення H крива піде вгору і замкнеться в точці a . Отримана замкнута крива отримала назву петлі гістерезисну.

Коерцитивна сила H_C є важливою характеристикою феромагнітного матеріалу. Чим більша коерцитивна сила, тим більшу властивість має намагнічене тіло втримувати в собі залишковий магнетизм. У залежності від величини коерцитивної сили феромагнітні матеріали поділяються на тверді і м'які в магнітному відношенні.

Тверді в магнітному відношенні феромагнітні матеріали мають велику коерцитивну силу, тобто володіють сильно вираженою властивістю затримувати в собі залишкову намагніченість. Тому вони використовуються для виготовлення постійних магнітів. Більшою твердістю в магнітному відношенні володіють вуглецеві і хромисті сталі, а, також сталі з високим вмістом кобальту.

До твердих у магнітному відношенні матеріалів умовно відносяться також феромагнітні матеріали, у яких коерцитивна сила більше $20 e$.

М'які в магнітному відношенні феромагнітні матеріали мають дуже малу коерцитивну силу, тобто майже не володіють властивістю втримувати в собі залишкову намагніченість.

До м'яких в магнітному відношенні матеріалів умовно прийнято відносити такі феромагнітні матеріали, у яких коерцитивна сила не перевищує $2 e$.

Нижче приводяться величини коерцитивної сили в ерстедах для деяких феромагнітних матеріалів.

Таблиця 9.1 Коерцитивна сила деяких матеріалів

№	Матеріали	$H_C (e)$
1	Платино-кобальтовий сплав	4000
2	Сплав платини з залізом	1500
3	Сплав «Магніко»	550
4	Сплав «Віккалой»	500
5	Кобальтова сталь	240
6	Вольфрамова сталь	60
7	Суднобудівна сталь	8
8	Залізо «Армко»	0,8
9	Сплав «Пермаллой»	0,03

Магнітна сприйнятливість $\partial e'$ тіла i , таким чином, намагніченість j залежить не тільки від коефіцієнта магнітної сприйнятливості речовини ∂e і напруженості магнітного поля, але і від форми тіла.

Ця залежність визначається наступною формулою

$$\partial e' = \frac{\partial e}{1 + \partial e N} \quad (9.4)$$

N – коефіцієнт розмагнічування.

Коефіцієнт N для різних форм тіла має різні значення. Але чим більша довжина тіла у порівнянні з іншими його розмірами, тим менший коефіцієнт N . У

лінійних брусків з достатньою для практики точністю його можна вважати рівним нулю. Лінійним бруском називається такий прямолінійний брусок, довжини якого значно переважає над іншими його розмірами.

Лінійний брусок намагнічується тільки у повздовжньому напрямку, причому намагніченість бруска в однорідному магнітному полі напруженістю H визначається наступним виразом

$$j = \delta e H \cos \alpha \quad (9.5)$$

де α – кут між повздовжньою віссю бруска і напрямком поля (рис 9.3).

Із формули (9.5) слідує, що, якщо вісь лінійного бруска перпендикулярна напрямку поля, то брусок не намагнічується, тому що $\alpha = 90^\circ$, $\cos 90^\circ = 0$.

Найбільшу намагніченість брусок отримає у тому випадку, коли його вісь направлена паралельно напрямку поля, тому що при цьому $\alpha = 0^\circ$, $\cos 0^\circ = 1$ і

$$j = \delta e H \quad (9.6)$$

Якщо лінійний брусок піддається одночасній дії декількох магнітних полів, то сумарна намагніченість бруска дорівнює сумі намагніченостей, що проходять від кожного поля окремо

$$j = j_1 + j_2 + j_3 + \dots \quad (9.7)$$

У формулах (9.5, 9.6, 9.7), так як і у формулі (9.1), вважаємо, що тіло намагнічене рівномірно по всьому об'єму.

Тіло намагнічується рівномірно лише в тих випадках, коли матеріал, із якого воно виготовлене, однорідний у магнітному відношенні по всьому об'єму тіла і коли намагнічуюче поле однорідне.

Порушення хоча б однієї із цих умов призводить до нерівномірного намагнічування тіла. Нерівномірність намагнічування можна не враховувати, якщо намагнічування тіла проходить в слабкому магнітному полі і намагніченість тіла невелика, тобто у цьому випадку можна використати формулу (9.5) і (9.7) з достатньою для практики точністю. Саме так вчиняють в теорії девіації, розглядаючи намагнічування суднового заліза у слабкому магнітному полі Землі як рівномірне.

Із виразу $j = \frac{M}{V}$ маємо

$$M = jV \quad (9.8)$$

Тому, множачи обидві частини формул (9.5) і (9.7) на об'єм V намагнічуємого бруска, отримаємо:

$$M = \delta e V H \cos \alpha, \quad (9.9)$$

$$M = M_1 + M_2 + M_3 + \dots \quad (9.10)$$

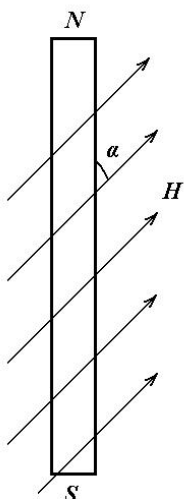


рис 9.3 Полярність лінійного бруска, намагніченого в однорідному магнітному полі

9.6 Температурні і механічні взаємодії

Намагніченість феромагнітних тіл залежить не тільки від їх магнітних властивостей і напруженості намагнічуючого поля, але і від температурних і механічних взаємодій на тіло в процесі намагнічування.

Якщо в ході намагнічування феромагнітне тіло піддається механічній взаємодії, наприклад, струсу, то воно намагнічується інтенсивніше. Струс послаблює сили тертя між молекулярними магнітами і тому полегшує їх впорядковану орієнтацію під дією зовнішнього поля, тобто сприяє намагніченню. В ході розмагнічування струс розлаштовує орієнтованість молекулярних магнітів і, таким чином, сприяє розмагніченню.

При підвищенні температури феромагнітних тіл їх здатність намагнічування послаблюється тому, що тепловий рух молекул руйнує орієнтованість молекулярних магнітів. При сильному нагріванні (кобальт до 1150° , залізо до 770° , нікель до 360°C) феромагнітне тіло втрачає магнітні властивості. Температура, при якій тіло втрачає свої магнітні властивості, називається **ТОЧКОЮ КЮРІ**.

У магнітно-компасній справі використовують тверді і м'які у магнітному відношенні феромагнітні матеріали.

9.7 Магнітні знищувачі

Магнітні знищувачі призначені для знищення напівколової і кренової девіації, а також стрілки картушки компасу виготовляють із магніто-твердих матеріалів: вольфрамової, хромистої, кобальтової сталі і спеціальних сплавів, що мають велику коерцитивну силу (до 100 e). ім. надають форму продовжених стержнів квадратного перерізу. Північні кінці магнітів-знищувачів фарбують в червоний колір, південний – в чорний. На кожному магніті вказується величина магнітного моменту, заводський номер і рік виготовлення.

Магніти-знищувачі мають магнітні моменти до 35000 одиниць CGSM. Для надання магнітам таких великих магнітних моментів вони проходять спеціальну обробку. Спочатку магніт загартовується, тобто магніт нагрівають до температури $800 - 1200^{\circ}\text{C}$ в залежності від сплаву, із якого виготовлений, а потім швидко охолоджують у повітрі, воді або олії, що також залежить від складу сплаву.

9.8 Структурна стабілізація

Після загартування магніти проходять **структурну стабілізацію**, яка ґрунтується у нагріванні магніту до 100°C кип'ятінням у воді. При цьому прискорюється випадання карбідів, чим досягається постійність хімічного складу магніту при експлуатації. Одна година нагрівання магніту еквівалентна натуральному старінню його протягом декількох років.

Після структурної стабілізації магніти намагнічують у індукційних котушках. Для намагнічування магнітів із вольфрамової і хромистої сталей напруженість намагнічуючого поля повинна бути 400 – 500 е, а для намагнічування магнітів із кобальтової сталі – 1000 – 1500 е.

9.9 Магнітна стабілізація

Після намагнічування магніти втрачають частину свого магнетизму, особливо бурно це проходить протягом перших годин. Щоб забезпечити стабільність магнітного моменту, магніт проходить **магнітну стабілізацію**.

Магнітна стабілізація, або магнітне старіння, ґрунтується у частковому розмагнічуванні магніту змінним магнітним полем. Для цього магніт розміщують в індукційну котушку, яка живиться змінним струмом. Початкову амплітуду розмагнічуючого поля в котушці вибирають в залежності від того, які розмагнічуючі фактори можуть впливати на магніт під час роботи; потім поступово зменшують змінний струм у котушці до нуля. Стабілізовані таким чином магніти нечутливі до ударів і струсів, їх магнітний момент залишається постійним при коливаннях температури до 30°C і при зміні напруженості зовнішніх магнітних полів до 2 е для вольфрамових і хромистих магнітів і до 3 е для кобальто-хромистих магнітів.

9.10 Умови зберігання

Постійні магніти слід зберігати у спеціальних дерев'яних ящиках з гніздами; магніти повинні бути зложені на відстані не менше 5 см один від одного, однойменними полюсами в різні сторони. Не можна замикати магніти якорем, тому що після розмикання кола магнітний момент магніту протягом деякого часу буде змінюватися. Щоб не з'явилася іржа, магніти слід змащувати вазеліном. Не можна зберігати їх поблизу джерел тепла і магнітних полів напруженістю більше 3 е. магніти не слід класти на залізну палубу і на залізні предмети.

Для знищення четвертої девіації і девіації від індукції використовується магнітно-м'яке залізо у вигляді брусків круглого або квадратного перерізу, куль і пластин прямокутного перерізу. Бруски і пластини виготовляють із заліза, яке має коерцитивну силу не більше 1,5 е, а кулі – із чавуну з коерцитивною силою менше 5,5 е. для збереження від корозії бруски, кулі і пластини покривають фарбою.

Лекція 10. Принцип роботи чутливого елемента стрілочного компасу*10.1 Обертаючий момент чутливого елемента*

Простішим чутливим елементом стрілочного магнітного компасу є магнітна стрілка. Вільно підвішена за центр ваги магніту стрілка встановлюється своєю віссю вздовж вектора T повної сили земного магнетизму і вказує площину магнітного меридіану.

Але вільно підвішена магнітна стрілка не може бути використана в якості чутливого елемента морського магнітного компасу, тому що при великих нахилах (у високих магнітних широтах) визначати горизонтальні напрямки по нахиленій магнітній стрілці важко.

Тому в морських магнітних компасах підвіс чутливого елемента робиться так, що він може вільно обертатися тільки в горизонтальній площині.

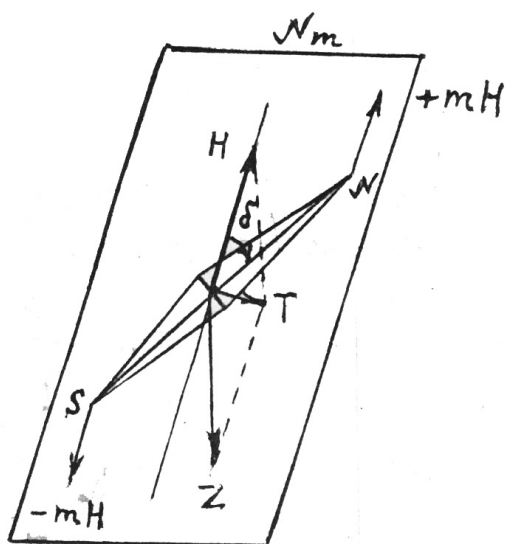


рис 10.1 *Обертальний момент магнітної стрілки*

На рис 10.1 показана підвішена таким чином магнітна стрілка, вісь якої утворює з горизонтальною складовою H земного магнетизму, тобто з магнітним меридіаном кут δ .

Магнітне поле Землі в об'ємі стрілки можна вважати однорідним полем. При такій умові і у відповідності з формулою (10.1) немагнітну стрілку діє обертаючий момент P .

$$P = 2lmH \sin \delta, \quad (10.1)$$

$2l$ - довжина стрілки; m - кількість магнетизму в одному із полюсів стрілки.

Але $2lm = M$ - магнітний момент стрілки, значить

$$P = MH \sin \delta \quad (10.2)$$

Під дією моменту P стрілка, виведена із положення рівноваги, почне коливатися в горизонтальній площині. Сили тертя у підвісі швидко погасять ці коливання і стрілка встановиться в положення рівноваги. Без врахування сил тертя у підвісі положенням рівноваги стрілки є магнітний меридіан, тому що при цій умові $\delta = 0, \sin \delta = 0, P = 0$. Момент P називають **обертаючим моментом** чутливого елемента магнітного компасу.

Таким чином, обертаючий момент чутливого елемента магнітної компасу прямо пропорційний магнітному моменту чутливого елемента, горизонтальній складовій земного магнетизму і синусу кута відхилення чутливого елемента від магнітного меридіану.

10.2 Кут застою чутливого елементу

Внаслідок наявності сил тертя у підвісі стрілка встановлюється не точно в магнітному меридіані. Дійсно, по мірі зменшення кута δ обертаючий момент P також зменшується і при деякому куті $\delta = \Delta$ він стає рівним моменту сил тертя Q у підвісі стрілки, тобто

$$MH \sin \Delta = Q \quad (10.3)$$

Кут Δ малий, тому можна вважати, що $\sin \Delta = \Delta$

$$MH \Delta = Q \quad (10.4)$$

звідки

$$\Delta = \frac{Q}{MH} \quad (10.5)$$

Кут Δ називається **кутом застою чутливого елементу**. Чим менший кут застою, тим краще працює компас.

Із формули (10.5) видно, що для зменшення кута застою необхідно, по-перше, довести момент сил тертя Q в підвісі чутливого елементу до мінімальної величини.

Для цього у вітчизняних морських магнітних компасах здійснюється рідинний підвіс чутливого елементу. Чутливий елемент закріплюється на пустотілому поплавку і затримується в підтримуючу рідину, налиту в спеціальний резервуар, який називається котелком компасу.

Від'ємна плавучість чутливого елементу в рідині складає біля 4 грам і компенсується вертикальною опорою (шпилькою). Щоб шпилька не притуплялась, її вістря робиться із твердого металу.

10.3 Магнітний момент чутливого елементу

Другою величиною, від якої залежить кут застою, є магнітний момент чутливого елементу, причому чим більший магнітний момент, тим більше обертаючий момент чутливого елементу і менший кут застою.

Магнітна система чутливого елементу морського магнітного компасу складається не з однієї стрілки, а із однієї або декількох пар постійних магнітів, які називаються **компасними стрілками**.

Компасні стрілки розташовуються паралельно одна до другої однойменними полюсами в одну сторону і жорстко скріплюються між собою. Така магнітна система забезпечує компенсацію так званих **девіації вищого порядку** і надає чутливому елементу необхідні динамічні якості.

10.4 Картушка компасу

До системи магнітних стрілок кріпиться коло з градусними поділками, який називається **картушкою компасу**. В подальшому, у відповідності із

загальноприйнятою термінологією, чутливий елемент магнітного компасу будемо просто називати **картушкою компасу**.

Величина обертаючого моменту картушки магнітного компасу в різних магнітних широтах неоднакова. Поблизу магнітного екватору горизонтальна складова земного магнетизму H і обертаючий момент магнітного компасу P максимальні, тому умови для роботи магнітного компасу в районі екватора найбільш сприятливі.

На магнітних полюсах $H = 0$, тобто в районі магнітних полюсів магнітний компас не працює. У високих магнітних широтах горизонтальна складова H мала, тому картушка магнітного компасу може знаходити значний застій, і його покази в даному випадку слід оцінювати критично.

Кут застою у вітчизняних морських магнітних компасах марки УКПМ (127 мм) не повинен перевищувати $0,2^\circ$ при $H = 0.05e$ і температурі $+15^\circ C$.

ТЕРМОДИНАМІКА ВИПРОМІНЮВАННЯ І ЙОГО КВАНТОВІ ВЛАСТИВОСТІ

Лекція 11. Дослідження енергії випромінювання

11.1 Дослідження густини енергії в заданому інтервалі

При відомих значеннях функції $\rho(\lambda, T)$ при температурі $T = T_1 = 4000^\circ K$ обчислимо, користуючись законом Віна, значення густини енергії $\rho(\lambda, T)$ на інтервалі $d\lambda$ при температурі $T_2 = 6000^\circ K$, ($T = t + 273^\circ$).

Таблиця 11. Значення ρ_i при температурі $T = 4000^\circ K$

$\lambda, \text{Å}$	3600	5040	6480	7200	8640	10800	14400
$\rho, \frac{\text{erg}}{\text{см}^4}$	3760	12190	17030	17550	16370	12620	7230

Довжину світлових хвиль вимірюють в таких одиницях, як нанометри (нм), мікрометри (мкм) і ангстремі (Å). В 1 мм вміщується 10^3 мкм, 10^6 нм, 10^7 Å, $1 \text{ Å} = 10^{-10}$ м.

Запишемо закон Віна для функції розподілу за довжинами хвиль $\rho(\lambda, T)$. Для цього в правій частині рівності

$$\rho_\lambda(\lambda, T) d\lambda = \rho_\omega(\omega, T) d\omega \quad (11.1)$$

зробимо заміну

$$\omega = \frac{2\pi C}{\lambda} \quad (11.2)$$

$$|d\omega| = \frac{2\pi C}{\lambda^2} |d\lambda| \quad (11.3)$$

Тоді знайдемо, що

$$\rho_\lambda(\lambda, T) = \rho_\omega\left(\frac{2\pi C}{\lambda}, T\right) \frac{2\pi C}{\lambda^2} \quad (11.4)$$

Отже, закон Віна, що встановлює залежність спектральної густини енергії $\rho(\omega)$ теплового випромінювання від частоти ω і температури T

$$\rho(\omega, T) d\omega = \omega^3 f\left(\frac{\omega}{T}\right) d\omega, \quad (11.5)$$

набуває вигляду

$$\rho(\lambda, T) = \frac{\varphi(\lambda, T)}{\lambda^5} \quad (11.6)$$

де функція φ залежить лише від добутку λT .

Нехай тепер дві довжини хвилі λ_1, λ_2 і дві температури T_1, T_2 пов'язані рівністю

$$\lambda_1 T_1 = \lambda_2 T_2 \quad (11.7)$$

Тоді, з (11.6) дістанемо

$$\rho(\lambda_2, T_2) = \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^5 \rho(\lambda_1, T_1) \quad (11.8)$$

Отже, за значеннями $\lambda_1, T_1, \rho(\lambda_1, T_1)$ можна обчислити значення $\lambda_2, \rho(\lambda_2, T_2)$ при іншій температурі T_2

$$\lambda_2 = \lambda_1 \frac{T_1}{T_2} \quad (11.9)$$

$$\rho(\lambda_2, T_2) = \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^5 \rho(\lambda_1, T_1) = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^5 \rho(\lambda_1, T_1) \quad (11.10)$$

Підставляючи в ці формули значення $\lambda_1, T_1, \rho_1, T_2$ дістаємо таблицю 11.2

Таблиця 11.2. Обчислені значення λ_2, T_2 при $T=6000^\circ K$

$\lambda_2, \overset{\circ}{\text{А}}$	2400	3360	4320	4800	5760	7200	9600
$\rho, \frac{\text{ерг}}{\text{см}^4}$	2,86	9,26	12,93	13,33	12,43	9,58	5,49

$$\lambda_{21} = 3600 \frac{4000}{6000} = 2400 \overset{\circ}{\text{А}}; \rho_{21} = \left(\frac{3600}{2400}\right)^5 3760 = 28552,5 \frac{\text{ерг}}{\text{см}^4} = 2,86 \cdot 10^4 \frac{\text{ерг}}{\text{см}^4}$$

$$\lambda_{22} = 5040 \frac{4000}{6000} = 3360 \overset{\circ}{\text{А}}; \rho_{22} = \left(\frac{5040}{3360}\right)^5 12190 = 92567,812 \frac{\text{ерг}}{\text{см}^4} = 9,26 \cdot 10^4 \frac{\text{ерг}}{\text{см}^4}$$

$$\lambda_{23} = 6480 \frac{4000}{6000} = 4320 \overset{\circ}{\text{А}}; \rho_{23} = \left(\frac{6480}{4320}\right)^5 17030 = 129321,56 \frac{\text{ерг}}{\text{см}^4} = 12,93 \cdot 10^4 \frac{\text{ерг}}{\text{см}^4}$$

$$\lambda_{24} = 7200 \frac{4000}{6000} = 4800 \overset{\circ}{\text{А}}; \rho_{24} = \left(\frac{7200}{4800}\right)^5 17550 = 133270,31 \frac{\text{ерг}}{\text{см}^4} = 13,33 \cdot 10^4 \frac{\text{ерг}}{\text{см}^4}$$

$$\lambda_{25} = 8640 \frac{4000}{6000} = 5760 \overset{\circ}{\text{А}}; \rho_{25} = \left(\frac{8640}{5760}\right)^5 16370 = 124309,69 \frac{\text{ерг}}{\text{см}^4} = 12,43 \cdot 10^4 \frac{\text{ерг}}{\text{см}^4}$$

$$\lambda_{26} = 10800 \frac{4000}{6000} = 7200 \overset{\circ}{\text{А}}; \rho_{26} = \left(\frac{10800}{7200}\right)^5 12620 = 95833,125 \frac{\text{ерг}}{\text{см}^4} = 9,58 \cdot 10^4 \frac{\text{ерг}}{\text{см}^4}$$

$$\lambda_{27} = 14400 \frac{4000}{6000} = 9600 \overset{\circ}{\text{А}}; \rho_{27} = \left(\frac{14400}{9600}\right)^5 7230 = 54902,813 \frac{\text{ерг}}{\text{см}^4} = 5,49 \cdot 10^4 \frac{\text{ерг}}{\text{см}^4}$$

Порівнюючи дані таблиць 1 і 2 бачимо, що максимальному значенні функції $\rho(\lambda, T)$ при температурі $T_1=4000^\circ K$ відповідає приблизно $\lambda_{1\max} = 7200 \overset{\circ}{\text{А}}$, а при температурі $T_2=6000^\circ K$ $\lambda_{2\max} = 4800 \overset{\circ}{\text{А}}$.

Домашнє завдання: Дослідити густину енергії, прийнявши в табл.1 значення $\lambda_i = \lambda_{i\text{табл}} + 100^\circ \cdot N$, де N – номер студента по списку в журналі викладача.

11.2 Дослідження зміни довжини хвилі, що відповідає максимуму спектральної густини енергії

Тонкостінна вольфрамова куля товщиною $d_0 = 1\text{мм}$, що нагріта до температури $T_0 = 2400^\circ\text{K}$, охолоджується внаслідок теплового випромінювання у вакуум. Необхідно знайти температуру кулі через $t = 10\text{хв}$, а також визначити, на скільки змінилася довжина хвилі, що відповідає максимуму функції $\rho(\lambda, T)$.

Будемо вважати, що куля втрачає енергію тільки через теплове випромінювання. Тоді закон збереження енергії приводить до рівності

$$cMdT = -\sigma T^4 Sdt \quad (11.11)$$

У лівій частині цієї рівності стоїть кількість теплоти, яку втрачає куля при охолодженні на dT градусів, c – питома теплоємність вольфраму (при заданій в умові температурі теплоємність вольфраму c значно відрізняється від значення

$c \approx 0,142 \frac{\text{Дж}}{\text{г} \cdot \text{град}}$ при кімнатній температурі; ми користуватимемося значенням

$c \approx 0,209 \frac{\text{Дж}}{\text{г} \cdot \text{град}}$ і вважатимемо c сталою в усьому розглядаємому інтервалі температур).

Маса кулі

$$M = Sd_0 D \quad (11.12)$$

$D = 19,3 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$ – питома густина вольфраму.

Права частина рівності (2.1) являє собою повний потік енергії випромінювання з поверхні кулі S за час dt , протягом якого куля охолоджується на dT градусів, σ – стала Стефана-Больцмана.

Підставляючи в (2.1) значення маси кулі (2.2) і приймаючи до уваги, що куля тонкостінна, тому її об'єм

$$V = Sd_0, \quad (11.13)$$

матимемо

$$cSd_0 D dt = -\sigma T^4 S dt \quad (11.14)$$

Звідки, інтегруючи дістанемо t

$$\int_{T_0}^T \frac{dT}{T^4} = -\frac{\sigma}{cd_0 D} \int_0^t dt \quad (11.15)$$

або

$$\frac{1}{T^3} - \frac{1}{T_0^3} = \frac{3\sigma}{cd_0 D} t \quad (11.16)$$

звідки

$$T = \frac{T_0}{\sqrt[3]{1 + \frac{3\sigma T_0^3 t}{cd_0 D}}} \quad (11.17)$$

І в нашому випадку, вважаючи, що стала $\sigma = 5,6687 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{K}^4}$,

$$T = \sqrt[3]{1 + \frac{2400^\circ}{3 \cdot 5,6687 \cdot 10^{-8} \frac{\text{м}^2 \text{Кг}}{\text{с}^3 \text{м}^2 \text{К}^4} \cdot 1,3824 \cdot 10^{10} \text{К}^3 \cdot 600\text{с}}}} = \frac{2400^\circ}{\sqrt[3]{350,69231}} = \frac{2400^\circ}{7,059} = 340,3^\circ \text{К}$$

На основі закону зміщення Віна:

$$\begin{aligned} \lambda_{\max} T &= \text{const}, \\ \lambda_{\max} T &= 0,2898(\text{см} \cdot \text{град}) \end{aligned} \quad (11.18)$$

звідки

$$\lambda_{\max} = \frac{0,2898}{T}(\text{см}) \quad (11.19)$$

Знаходимо довжину хвилі, яка відповідає максимуму енергії випромінювання.

При $T_0 = 2400^\circ \text{К}$

$$\lambda_{0\max} = \frac{0,2898}{2400} = 1,2075 \cdot 10^{-4} \text{см} = 1,208 \text{мк},$$

При $T_1 = 340^\circ \text{К}$

$$\lambda_{1\max} = \frac{0,2898}{340} = 8,52 \cdot 10^{-4} \text{см} = 8,52 \text{мк}.$$

Домашнє завдання: Дослідити температуру кулі через $t = 10 + N_{\text{хв}}$, де N – номер студента по списку в журналі викладача, а також визначити, на скільки зміниться довжина хвилі, що відповідає максимуму функції $\rho(\lambda, T)$.

11.3 Встановлення середніх температур планет

Радіус Сонця дорівнює $r_c = 6,96 \cdot 10^5 \text{км}$, радіус орбіти Меркурія $R_{\text{Мк}} = 5,79 \cdot 10^7 \text{км}$, Марса $R_{\text{Мс}} = 2,28 \cdot 10^8 \text{км}$. Температура поверхні Сонця дорівнює приблизно $T_c = 6000^\circ \text{К}$.

Використовуючи закони теплового випромінювання оцінимо середні температури Меркурія і Марса.

Оскільки радіуси орбіт планет значно перевищують радіус Сонця, то можна вважати, що промені Сонця падають на поверхню планети паралельно (рис.11.1).

Обчислимо інтенсивність сонячного випромінювання на орбіті планети. Вважаючи Сонце абсолютно чорним тілом, можна записати потік енергії за одиницю часу з усієї поверхні Сонця у вигляді

$$q = \sigma T_c^4 S_c = \sigma T_c^4 4\pi r_c^2 \quad (11.20)$$

Вся ця випромінена енергія проходить через сферу радіусом R , де R – радіус орбіти планети.

Так як сонячне випромінювання падає на цю сферу нормально, то

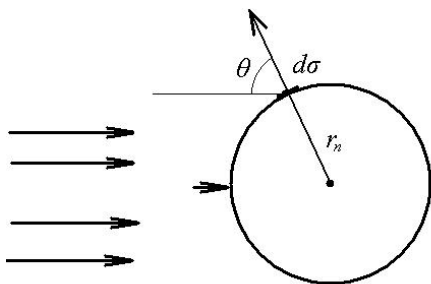


рис 11.1 Промені Сонця паралельні до поверхні планети

$$q = \sigma T_c^4 S_c = I_0 4\pi R^2 \quad (11.21)$$

де I – інтенсивність потоку сонячного випромінювання на орбіті планети. Отже, знаходимо

$$I_0 = \sigma T_c^4 \left(\frac{r_c}{R} \right)^2 \quad (11.22)$$

Енергія, яку поглинає планета за одиницю часу, буде

$$q' = AI_0 \int \cos \theta d\sigma \quad (11.23)$$

або

$$q' = AI_0 \pi r_n^2 \quad (11.24)$$

де A – поглинаюча здатність речовини планети.

Інтеграл у (11.23) по опромінюваній половині поверхні планети дає, очевидно, просто площу перерізу планети, πr_n^2 , r_n - радіус планети.

Згідно із законом Кірхгофа, що встановлює зв'язок між спектральною інтенсивністю випромінювання $I(\omega)$ і поглинальною $A(\omega)$ та випромінювальною $E(\omega)$ здатностями тіла, яке перебуває в рівновазі із своїм випромінюванням

$$\frac{E(\omega)}{A(\omega)} = I(\omega) = \frac{c}{8\pi} \rho(\omega) \quad (11.25)$$

де $E(\omega)d\omega$ - енергія випромінювання в інтервалі частот $d\omega$, яка випромінюється одиницею поверхні тіла за одиницю часу;

$A(\omega)d\omega$ - частина повної енергії випромінювання з частотами в інтервалі $d\omega$, яка поглинається даним тілом.

Беручи до уваги закон Стефана-Больцмана, що дає можливість визначити повну інтенсивність випромінювання абсолютно чорного тіла

$$I = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\theta \int_0^{\infty} d\omega I(\omega) \cos \theta \sin \theta = \sigma T^4 \quad (11.26)$$

де σ – стала Стефана-Больцмана $\sigma = 5,6687 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{К}^4}$.

Випромінювана планетою енергія q'' дорівнює

$$q'' = A \sigma T_n^4 4\pi r_n^2 \quad (11.27)$$

де T_n - температура планети.

У стаціонарному режимі, якщо знехтувати всіма іншими джерелами теплової енергії на планеті, повинно бути

$$q' = q'' \quad (11.28)$$

звідки

$$I_0 = 4\sigma T_n^4 \quad (11.29)$$

або

$$I_0 = \sigma T_c^4 \left(\frac{r_c}{R} \right)^2 \quad (11.30)$$

Розв'язуючи це рівняння відносно T_n , знаходимо

$$T_n = T_c \sqrt{\frac{r_c}{2R}} \quad (11.31)$$

Підставляючи сюди наші дані, обчислюємо середні температури планет

$$T_{Mk} = 6000^\circ K \sqrt{\frac{6,96 \cdot 10^5 \text{ км}}{2 \cdot 5,79 \cdot 10^7 \text{ км}}} = 465^\circ K$$

$$T_{Mc} = 6000^\circ K \sqrt{\frac{6,96 \cdot 10^5 \text{ км}}{2 \cdot 2,28 \cdot 10^8 \text{ км}}} = 234^\circ K$$

Беручи до уваги формулу переходу від абсолютної шкали температур (Кельвіна) до шкали Цельсія, отримаємо

$$t = T - 273^\circ \quad (11.32)$$

температура Меркурія $t_{Mk} = 192^\circ C$, Марса $t_{Mc} = -39^\circ C$.

Домашнє завдання: Знаючи відстань Юпітера від Сонця

$R_{ю} = 7,86 \cdot 10^8 \text{ км}$, знайти $T_{ю}$. Аналогічні розрахунки виконати для Сатурна ($R_{см} = 1,44 \cdot 10^9 \text{ км}$); для Землі ($R_з = 1,5 \cdot 10^8 \text{ км}$).

11.4 Встановлення потужності випромінювання Сонця, довжини хвилі і максимальної світності

Прийнявши температуру Сонця рівну $6000^\circ K$, встановимо:

- 1) потужність, яка випромінюється з 1 м^2 ;
- 2) довжину хвилі λ_{\max} , що відповідає максимуму спектральної світності;
- 3) максимальну спектральну світність.

При цьому будемо вважати поглинальну властивість тіла (коефіцієнт сірості) $\alpha = 1$.

11.4.1 Інтегральна інтенсивність (світність) теплового випромінювання

$$I = \alpha \sigma T^4 \quad (11.33)$$

де σ – стала Стефана-Больцмана, T – абсолютна температура.

В нашому випадку інтегральна інтенсивність теплового випромінювання Сонця

$$I = 1,5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{К}^4} (6000^\circ K)^4 = 7,34 \cdot 10^7 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$$

Потужність Сонця, що випромінюється за 1 с з 1 м^2 розрахуємо за формулою

$$N_c = \frac{I_c}{t} \quad (11.34)$$

В нашому випадку, потужність, яка випромінюється Сонцем за 1 с буде:

$$N_c = 7,34 \cdot 10^7 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{с}}$$

11.4.2 Довжину хвилі λ_{\max} , що відповідає максимуму спектральної світності, визначимо за першим законом Віна

$$\lambda_{\max} = \frac{C_1}{T} \quad (11.35)$$

де λ_{\max} - довжина хвилі, на яку приходить максимум спектральної світності тіла

$$C_1 = 2,886 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$$

$$\lambda_{\max} = \frac{2,886 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}}{6000^\circ \text{К}} = 4,81 \cdot 10^{-7} \text{ м}$$

11.4.3 Максимальну монохроматичну інтенсивність випромінювання (спектральну світність) абсолютно чорного тіла розраховують за другим законом Віна

$$I_{\max} = C_2 T^5 \quad (11.36)$$

де $C_2 = 1,3 \cdot 10^{-5} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^3 \text{К}^5}$.

Вважаючи Сонце абсолютно чорним тілом

$$I_{\max} = 1,3 \cdot 10^{-5} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^3 \text{К}^5} (6000^\circ \text{К})^5 = 1,01 \cdot 10^{14} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^3}$$

11.5 Встановлення інтегральної інтенсивності випромінювання «Голубої» зорі

Температура «Голубої» зорі $30\,000^\circ \text{К}$. встановимо інтегральну інтенсивність випромінювання; довжину хвилі, яка відповідає максимуму спектральної світності; максимальну спектральну світність.

Інтегральна інтенсивність «Голубої» зорі

$$I_r = \alpha \sigma T^4 = 1,5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{К}^2} (30000^\circ \text{К})^4 = 4,5 \cdot 10^{10} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$$

Довжина хвилі, яка відповідає максимуму спектральної світності

$$\lambda_{\max} = \frac{C_1}{T} = \frac{2,886 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}}{30000^\circ \text{К}} = 9,62 \cdot 10^{-8} \text{ м}$$

Максимальна спектральна світність

$$I_{\max} = C_2 T^5 = 1,3 \cdot 10^{-5} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^3 \text{К}^5} (30000^\circ \text{К})^5 = 3,16 \cdot 10^{17} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^3}$$

11.6 Встановлення умов планети, аналогічної Землі

Визначимо, наскільки далі від «Голубої» зорі повинна знаходитись планета, ніж Земля від Сонця, щоб режим на ній був таким же, як і на Землі?

Розглянемо варіанти:

- 1) діаметр зорі дорівнює діаметру Сонця;
- 2) діаметр зорі у п'ять разів менший за діаметр Сонця.

Інтегральна світність зорі у $\left(\frac{30000}{6000}\right)^4 = 625$ разів більша, ніж у Сонця.

Якщо R – радіус зорі, r – відстань від неї до планети, I – світність поверхні зорі, то кількість енергії, що падає щосекунди на одиницю поверхні планети, нормальної до променів, буде

$$C = I \left(\frac{R}{r}\right)^2 \quad (11.37)$$

Для Сонця

$$C_c = I_c \left(\frac{R_c}{r_3}\right)^2 \quad (11.38)$$

Прирівнюючи вирази (11.37) і (11.38), отримаємо

$$C = C_c$$

і

$$\frac{r}{r_3} = \frac{R}{R_c} \sqrt{\frac{I}{I_c}} \quad (11.39)$$

Якщо $R = R_c$, то

$$\frac{r}{r_3} = \sqrt{\frac{4,5 \cdot 10^{10}}{7,34 \cdot 10^7}} = \sqrt{613} \approx 25 \text{ разів}$$

Якщо $R = R_c/5$, то

$$\frac{r}{r_3} = \frac{R}{5R_c} \sqrt{\frac{4,5 \cdot 10^{10}}{7,34 \cdot 10^7}} = \frac{\sqrt{613}}{5} \approx 5 \text{ разів}$$

11.7 Встановлення температури тіла за довжиною хвилі випромінювання

Температура абсолютно чорного тіла збільшилась у 2 рази, в результаті чого λ_{\max} зменшується на 600 нм. Визначимо початкову і кінцеву температури тіла.

В подальшому при обчисленнях прийемо до уваги, що 1 нанометр = 10^{-9} м. Представимо різницю довжин хвиль

$$\lambda_{\max 1} - \lambda_{\max 2} = \frac{C}{T_1} - \frac{C}{2T_1} = \frac{C}{2T_1} \quad (11.40)$$

звідки

$$T_1 = \frac{C}{2(\lambda_{\max 1} - \lambda_{\max 2})} \quad (11.41)$$

І в нашому випадку

$$T_1 = \frac{2,886 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}}{2 \cdot 600 \cdot 10^{-9} \text{ м}} = 2405^\circ \text{К}, \quad T_2 = 2T_1 = 4810^\circ \text{К}.$$

Результати досліджень приведені.

Література

1. Букеєв Б.О. Дослідження точності апроксимації залежності магнітного моменту Землі від широти методом статистичних випробувань Монте Карло. Модель ПГБ-61 №3. МEGУ, Рівне, 2006, -36с.
2. Кошкин Н.Н., Ширкевич М.Г. Справочник по элементарной физике. М.: Наука, 1972, -255с.
3. Кучерук І.М., Горбачук І.Т., Луцик П.П. Загальний курс фізики. Т.1.-К: Техніка, 1999, -536 с.
4. Кучерук І.М., Горбачук І.Т., Луцик П.П. Загальний курс фізики. Т.2.-К: Техніка, 2001, -452 с.
5. Кучерук І.М., Горбачук І.Т. Загальний курс фізики. Т.3.-К: Техніка, 1999, - 520 с.
6. Літнарівич Р.М. Дослідження точності апроксимації залежності магнітного моменту Землі від широти методом статистичних випробувань Монте Карло. Частина 1. МEGУ, Рівне, 2006, -44с.
7. Літнарівич Р.М. Встановлення зв'язку між географічною і геомагнітною системами координат. Частина 2. МEGУ, Рівне, 2006, -47с.
8. Мудров В.И., Кушко В.Л. Методы обработки измерений. М.: Сов. радио, 1976, -192с.
9. Пастушенко С.М. Формули і щакони загальної фізики: Навчальний посібник для студентів вищих навчальних закладів. 2е вид.: Діал., 2005, - 268с.
10. Остроухова А.А., Стрижевський В.Л., Цвілих М.Г. та інші. Розв'язування задач з курсу загальної фізики. Практикум. К.: радянська школа, 1966, - 503с.
11. Трофимова Т.И. Курс физики. Учебн. пособие для вузов. 3е изд. Испр., -М.: Высш. шк., 1994, -542с.
12. Фізика з використанням обчислювальної техніки. Практичний курс/ В.М. Казанський, В.І. Клапченко, І. Д. Кошелєва та інші. – К.: Либідь, 1993, - 224с.

ПРЕДМЕТНИЙ ВКАЗІВНИК

	Стор.
А	
: Абсолютний показник заломлення.....	33
: Абсолютні електромагнітні одиниці.....	39
: Акваторія Азовського моря.....	25
: Ампер.....	38
Б	
: Бруски магнітів.....	41
В	
: Вага тіла.....	5
: Вага тіла на поверхні Землі.....	9
: Вектор напруженості магнітного поля.....	39
: Взаємодія двох магнітів в однорідному магнітному полі.....	48
: Відносний показник заломлення.....	33
: Вільне падіння.....	6
: Вісь обертання Землі.....	5
: Встановлення показників заломлення середовищ.....	33
: Встановлення показників заломлення при різних температурах.....	33
: Встановлення показника заломлення води за коефіцієнтом рефракції водяної пари.....	34
: Встановлення інтегральної інтенсивності випромінювання «Голубої» зорі.....	68
: Встановлення середніх температур планет.....	65
: Встановлення температури тіла за довжиною хвилі випромінювання.....	69
Г	
: Гамма-стотисячна доля ерстеду.....	38
: Геомагнітна широта.....	47
: Гравітаційна постійна.....	5
: Гравітаційне поле зовні сфери.....	13
: Гравітаційне поле всередині сфери.....	13
: Грам-молекула або Моль.....	35
: Граничний кут.....	35
: Густина води.....	27
: Густина енергії.....	62
: Густина ідеального газу.....	29
: Густина пару.....	34
Д	
: Джеймс Кларк Росс.....	47
: Діамагніти.....	39,40,52
: Добове обертання Землі.....	6
: Довжина хвилі і максимальна світність Сонця.....	68
: Дослідження зміни довжини хвилі, що відповідає максимуму спектральної густини енергії.....	64
: Доцентрова сила.....	20
: Друга космічна швидкість.....	20
: Друга космічна швидкість для Місяця.....	23
: Друге Гаусове положення двох магнітів.....	50
: Другий закон Віна.....	68
Е	
: Екватор.....	5,6
: Екваторіальний радіус Землі.....	6
: Елемент в гравітаційному полі.....	12
: Еліпсоїд обертання.....	6
: Енергія потужності тепловиділення.....	26
: Ерстед.....	38
Є	
: Єдиний (сумарний) обертаючий момент.....	49
Ж	
: Живлення електростанції.....	25
З	
: Залежність вільного падіння від висоти.....	8
: Закон Віна.....	62
: Закон всесвітнього тяжіння.....	5,11,20
: Закон збереження енергії.....	21,64
: Закон складання рефракцій.....	30

: Закон Кулона.....	39	магніту на перпендикулярі до осі	
:Закон Фур'є.....	25	магніту.....	41
:Залишкова намагніченість.....	54	:Магнітний момент.....	41,42
:Зміна коефіцієнта заломлення.....	31	:Магнітний момент Земної кулі.....	47
:Зняття намагніченості.....	55	: Магнітний момент чутливого	
І		елементу.....	60
:Індукція магнітного поля.....	46	:Магнітна постійна.....	47
:Інтегральна інтенсивність		:Магнітні силові лінії.....	37
теплого випромінювання.....	67	: Маса нескінченно малого	
К		елементу.....	11
:Картушка компасу.....	60	:Маса тіла.....	5
: Квантові властивості		:Маса Землі.....	5,6
випромінювання.....	62	:Маса Місяця.....	24
:Кількість теплоти.....	27	:Маса молекули водяної пари.....	34
:Кінетична енергія.....	20	:Мілірстед.....	38
:Коефіцієнт рефракції.....	30	:Модуль вектора індукції поля	
:Коефіцієнт рефракції при переході		однорідного намагнічування	
світлового променя із водяної пари у		Земної кулі	47
воду.....	32	:Молекулярна рефракція.....	31
:Коефіцієнт теплопровідності.....	25	Н	
:Координати геомагнітних		:Намагніченість.....	53
полюсів.....	47	: Напруженість гравітаційного	
:Кутова швидкість обертання Землі...5		поля напівкільця.....	11
: Кут застою чутливого		36.: Напруженість гравітаційного	
елементу.....	60	поля тонкої нескінченно однорідної	
:Кут падіння і кут заломлення...35		площини.....	12
: Кут повного внутрішнього		: Напруженість гравітаційного	
відбивання.....	31,35	поля між двома тонкими площи-	
Л		нами.....	13
Лошмідта число-число молекул в		: Напруженість гравітаційного	
1 куб.м. газу.....	34	поля тонкої сферичної оболонки....	14
М		: Напруженість гравітаційного	
:Магнетизм.....	37	поля між тонкою ниткою на	
:Магнітна вісь магніту.....	38	відстані g	16
:Магнітна проникність.....	39,40	: Напруженість поля і сили	
:Магнітна сприйнятливність.....	53	гравітаційної взаємодії тонкого	
:Магнітна стабілізація.....	58	кільця і матеріальної точки.....	17
:Магнітні знищувачі.....	57	:Напруженість магнітного поля...38,42	
;Магнітні полюси.....	37	:Напруженість магнітного поля	
:Магнітний залізник.....	37	магніту на продовженні магнітної	
:Магнітний компас.....	37	осі.....	43
:Магнітне поле.....	37	:Напруженість магнітного поля	
:Магнітне поле прямолінійного		прямолінійного магніту у довільно	
		розташованій точці.....	44,45

: Напруженість магнітного поля Землі.....	45
: Неоднорідності температури атмосфери по висоті.....	31
: Нормальний тиск.....	32
: Нормальне прискорення сили тяжіння.....	7
: Нормаль до поверхні.....	35
О	
: Обертаючий момент.....	48
: Обертаючий момент магнітної стрілки.....	59
: Одиниця напруженості магнітного поля.....	38
: Однорідне і неоднорідне магнітне поле.....	39
: Олександр Гумбольдт.....	47
: Орбітальний рух Землі навколо Сонця.....	21
П	
: Парамагніти.....	39,40,52
: Період обертання Місяця.....	23
: Перша космічна швидкість.....	20
: Перше Гаусове положення двох магнітів.....	50
: Перший закон Віна.....	68
: Петля гістерезису.....	53
: Питома теплоємність.....	27
: Повна енергія ракети.....	21
: Повна енергія тіла.....	21
: Повний потік енергії.....	64
: Показник заломлення газу.....	29
: Показник заломлення льоду.....	35
: Показник заломлення повітря.....	30
: Полюси Землі.....	5
: Полюси магніту.....	38
: Полярний радіус Землі.....	6
: Потенціальна енергія взаємодії двох сил.....	20,21
: Потік вектора напруженості гравітаційного поля.....	12
: Потужність випромінювання Сонця.....	67,68
: Потужність теплового потоку.....	25

: Прискорення вільного падіння....	6
: Прискорення вільного падіння на полюсі.....	7
: Прискорення вільного падіння в глибині Землі.....	9
Р	
: Радіус Землі.....	5,6,47
: Радіус Місяця.....	24
: Радіус Сонця.....	65
: Радіус орбіти Меркурія.....	65
: Радіус орбіти Марса.....	65
: Рефракція в газах.....	29
: Робота для виводу об'єкта на орбіту штучної планети сонячної системи.....	24
С	
: Середня щільність маси Землі.....	9
: Сила взаємодії між на півкільцем і тілом масою «m».....	11
: Сила гравітаційної взаємодії між диском і матеріальною точкою.....	18
: Сила гравітаційної взаємодії між тонкою ниткою і матеріальною точкою.....	15
: Сила тяжіння.....	5
: Спектральна густина енергії.....	62
: Стала Стефана – Больцмана.....	64
: Структура магнітного поля стержньового магніту.....	37
: Структурна стабілізація.....	57
: Супутник Землі.....	20
Т	
: Температура повітря в градусах Цельсія.....	32
: Температурні і механічні взаємодії.....	57
: Температурний градієнт.....	25
: Теорема Гауса.....	13
: Теоретичні основи намагнічування.....	52
: Термодинаміка випромінювання.....	62
: Тепловий потік.....	25
: Теплове випромінювання.....	62
: Температура поверхні Сонця.....	65
: Температура Меркурія.....	65

:Температура Марса.....	65,66,67
:Тиск в Паскалях.....	32
: Третя космічна швидкість.....	21
У	
:Узагальнений закон Кулона.....	39
:Умова рівноваги магнітної стрілки.....	48,49
:Умови зберігання магнітів.....	58
:Утворення міражів.....	31
Ф	
:Феромагнітні речовини.....	39,40,52
Х	
:Характер намагнічування.....	54
Ц	
:Центробіжна сила інерції.....	5
:Центр ваги тіла.....	5
:Центр інерції.....	5
:Центр мас.....	5
: Центробіжне прискорення	
Місяця.....	23
: Циліндрична поверхня.....	12
Ч	
:Число Авогадро.....	35
:Чутливий елемент.....	37
Ш	
:Широта точки спостереження.....	5
:Штучний міраж.....	31
Ю	
Я	
:Явище міражу.....	31
:Явище повного внутрішнього відбивання.....	35

Літнарівич Руслан Миколайович,
доцент, кандидат технічних наук

ФІЗИКА З ОСНОВАМИ ГЕОФІЗИКИ

**КУРС ЛЕКЦІЙ
ДЛЯ СТУДЕНТІВ СПЕЦІАЛЬНОСТІ
«ГЕОГРАФІЯ І БІОЛОГІЯ»**

Комп'ютерний набір, верстка
і дизайн у редакторі Microsoft®
Office® Word 2003
Шевченко Мар'яна Сергіївна

Міжнародний економіко-
гуманітарний університет імені
Академіка Степана Дем'янчука

**Кафедра «Математичного моделювання»
33028, м. Рівне, Україна
вулиця академіка Степана Дем'янчука 4,
корпус 1
Телефон (+ 00380) 362 23-73-09
Факс : (+ 00380) 362 23-01-86
E-mail: mail@regi.rovno.ua**