

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Національний університет кораблебудування
імені адмірала Макарова

Н. І. Кускова

**"ТЕОРЕТИЧНА ФІЗИКА"
МЕТОДИЧНІ ВКАЗІВКИ**

Рекомендовано Методичною радою НУК

Миколаїв 2009

УДК 530.1

Кускова Н.І. Теоретична фізика: Методичні вказівки. – Миколаїв: НУК, 2009. – 32 с.

Кафедра імпульсних процесів та технологій

Викладено теоретичні основи фізичних явищ, на яких базуються принципи дії пристроїв техніки високих напруг. Наведені приклади розрахунків параметрів, дані рекомендації з проектування.

Призначено для студентів кафедри "Імпульсні процеси і технології".

Рецензент д-р фіз.-мат. наук В.С. Крутиков

Згідно з наказом ректора НУК №8 від 09.01.2008 методичні вказівки публікуються в авторській редакції і відповідальність за їх редагування несе автор.

1. ОСНОВИ ВЕКТОРНОГО АНАЛІЗУ

1.1. Ортогональні координати

У будь-яких ортогональних координатах (x_1, x_2, x_3) квадрат елемента дуги

$$dl^2 = h_1^2 dx_1^2 + h_2^2 dx_2^2 + h_3^2 dx_3^2,$$

де h_1, h_2, h_3 – коефіцієнти Ламе.

Елемент об'єму

$$dV = h_1 h_2 h_3 dx_1 dx_2 dx_3.$$

Лінії будь-якого векторного поля $A(x_1, x_2, x_3)$ визначаються диференціальними рівняннями

$$\frac{h_1 dx_1}{A_1} = \frac{h_2 dx_2}{A_2} = \frac{h_3 dx_3}{A_3}. \quad (1.1)$$

Гradient скалярної функції координат

$$\text{grad } \varphi = \nabla \varphi = \frac{1}{h_1} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial x_1} \cdot \vec{e}_1 + \frac{1}{h_2} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial x_2} \cdot \vec{e}_2 + \frac{1}{h_3} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial x_3} \cdot \vec{e}_3, \quad (1.2)$$

де $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$ – одиничні вектори, перпендикулярні до координатних ліній у даній точці.

Дивергенція вектора

$$\operatorname{div} \mathbf{A} = \nabla \mathbf{A} = \frac{1}{h_1 h_2 h_3} \cdot \left\{ \frac{\partial}{\partial x_1} (h_2 h_3 A_1) + \frac{\partial}{\partial x_2} (h_3 h_1 A_2) + \frac{\partial}{\partial x_3} (h_1 h_2 A_3) \right\}. \quad (1.3)$$

Ротор вектора

$$\operatorname{rot} \mathbf{A} = [\nabla \times \mathbf{A}] = \frac{1}{h_1 h_2 h_3} \cdot \begin{vmatrix} h_1 \bar{\mathbf{e}}_1 & h_2 \bar{\mathbf{e}}_2 & h_3 \bar{\mathbf{e}}_3 \\ \frac{\partial}{\partial x_1} & \frac{\partial}{\partial x_2} & \frac{\partial}{\partial x_3} \\ h_1 A_1 & h_2 A_2 & h_3 A_3 \end{vmatrix}. \quad (1.4)$$

Оператор Лапласа

$$\Delta = \nabla^2 = \frac{1}{h_1 h_2 h_3} \left\{ \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{h_2 h_3}{h_1} \cdot \frac{\partial}{\partial x_1} \right) + \frac{\partial}{\partial x_2} \left(\frac{h_3 h_1}{h_2} \cdot \frac{\partial}{\partial x_2} \right) + \frac{\partial}{\partial x_3} \left(\frac{h_1 h_2}{h_3} \cdot \frac{\partial}{\partial x_3} \right) \right\}. \quad (1.5)$$

Будемо переважно користуватися лише декартовими, циліндричними і сферичними координатами, для яких приводимо явні вирази зазначених операцій:

а) декартові координати ($x_1 = x$, $x_2 = y$, $x_3 = z$)

$$h_1 = 1, h_2 = 1, h_3 = 1;$$

$$dl^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2;$$

$$dV = dx \, dy \, dz.$$

Диференціальні рівняння для ліній векторного поля $\mathbf{A}(x, y, z)$:

$$\frac{dx}{A_x} = \frac{dy}{A_y} = \frac{dz}{A_z}. \quad (1.6)$$

Компоненти градієнту скалярної функції $\varphi(x, y, z)$:

$$\operatorname{grad}_x \varphi = \frac{\partial \varphi}{\partial x}; \quad \operatorname{grad}_y \varphi = \frac{\partial \varphi}{\partial y}; \quad \operatorname{grad}_z \varphi = \frac{\partial \varphi}{\partial z}. \quad (1.7)$$

Дивергенція вектора $\mathbf{A}(x, y, z)$:

$$\operatorname{div} \mathbf{A} = \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z}. \quad (1.8)$$

Компоненти ротора вектора $\mathbf{A}(x, y, z)$:

$$\text{rot}_x \mathbf{A} = \frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z}; \quad \text{rot}_y \mathbf{A} = \frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x}; \quad \text{rot}_z \mathbf{A} = \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y}. \quad (1.9)$$

Оператор Лапласа

$$\Delta = \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}; \quad (1.10)$$

б) циліндричні координати ($x_1 = R, x_2 = \Theta, x_3 = z$)

$$h_1 = 1, h_2 = R, h_3 = 1;$$

$$dl^2 = dR^2 + R^2 d\Theta^2 + dz^2;$$

$$dV = R dR d\Theta dz.$$

Диференціальні рівняння ліній векторного поля $\mathbf{A}(R, \Theta, z)$:

$$\frac{dR}{A_R} = \frac{R d\Theta}{A_\Theta} = \frac{dz}{A_z}. \quad (1.11)$$

Компоненти градієнту скалярної функції $\phi(R, \Theta, z)$:

$$\text{grad}_R \phi = \frac{\partial \phi}{\partial R}; \quad \text{grad}_\Theta \phi = \frac{1}{R} \frac{\partial \phi}{\partial \Theta}; \quad \text{grad}_z \phi = \frac{\partial \phi}{\partial z}. \quad (1.12)$$

Дивергенція вектора $\mathbf{A}(R, \Theta, z)$:

$$\text{div} \mathbf{A} = \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R A_R) + \frac{1}{R} \frac{\partial A_\Theta}{\partial \Theta} + \frac{\partial A_z}{\partial z}. \quad (1.13)$$

Компоненти ротора вектора $\mathbf{A}(R, \Theta, z)$:

$$\text{rot} \mathbf{A} = \frac{1}{R} \frac{\partial A_z}{\partial \Theta} - \frac{\partial A_\Theta}{\partial z}; \quad \text{rot}_\Theta \mathbf{A} = \frac{\partial A_R}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial R}; \quad \text{rot}_z \mathbf{A} = \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R A_\Theta) - \frac{1}{R} \frac{\partial A_R}{\partial \Theta}. \quad (1.14)$$

Оператор Лапласа

$$\Delta = \nabla^2 = \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial}{\partial R} \right) + \frac{1}{R^2} \frac{\partial^2}{\partial \Theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}. \quad (1.15)$$

в) сферичні координати ($x_1 = r, x_2 = \Theta, x_3 = z$)

$$h_1 = 1, h_2 = r, h_3 = r \sin \Theta;$$

$$dl^2 = dr^2 + r^2 d\Theta^2 + r^2 \sin^2 \Theta \cdot d\psi^2;$$

$$dV = r^2 dr \cdot \sin \Theta \cdot d\Theta \cdot d\psi = r^2 dr d\Theta d\psi,$$

де $d\Omega = \sin \Theta d\Theta d\psi$ – елементарний тілесний кут.

Диференціальні рівняння ліній векторного поля $A(r, \Theta, \psi)$:

$$\frac{dr}{A_r} = \frac{rd\Theta}{A_\Theta} = \frac{r \sin \Theta \cdot d\psi}{A_\psi}. \quad (1.16)$$

Компоненти градієнту скалярної функції $\phi(r, \Theta, \psi)$

$$\text{grad}_r \phi = \frac{\partial \phi}{\partial r}; \text{grad}_\Theta \phi = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial \Theta}; \text{grad}_\psi \phi = \frac{1}{r \sin \Theta} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial \psi}. \quad (1.17)$$

Дивергенція вектора $A(r, \Theta, \psi)$

$$\text{div } \mathbf{A} = \nabla \mathbf{A} = \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r^2 A_r) + \frac{1}{r \sin \Theta} \cdot \frac{\partial}{\partial \Theta} (\sin \Theta \cdot A_\Theta) + \frac{1}{r \sin \Theta} \cdot \frac{\partial A_\psi}{\partial \psi}. \quad (1.18)$$

Компоненти ротора вектора $A(r, \Theta, \psi)$

$$\begin{aligned} \text{rot}_r \mathbf{A} &= \frac{1}{r \sin \Theta} \cdot \left\{ \frac{\partial}{\partial \Theta} (\sin \Theta \cdot A_\psi) - \frac{\partial A_\Theta}{\partial \psi} \right\}; \\ \text{rot}_\Theta \mathbf{A} &= \frac{1}{r \sin \Theta} \cdot \left\{ \frac{\partial A_r}{\partial \psi} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot A_\psi) \right\}; \\ \text{rot}_\psi \mathbf{A} &= \frac{1}{r} \cdot \left\{ \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot A_\Theta) - \frac{\partial A_r}{\partial \Theta} \right\}. \end{aligned} \quad (1.19)$$

Оператор Лапласа

$$\Delta = \nabla^2 = \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \Theta} \cdot \frac{\partial}{\partial \Theta} \left(\sin \Theta \cdot \frac{\partial}{\partial \Theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \Theta} \cdot \frac{\partial^2}{\partial \psi^2}. \quad (1.20)$$

1.2. Деякі формули векторного числення

$$\mathbf{A}[\mathbf{B} \times \mathbf{C}] = \mathbf{C}[\mathbf{A} \times \mathbf{B}] = \mathbf{B}[\mathbf{C} \times \mathbf{A}];$$

$$[\mathbf{A} \times [\mathbf{B} \times \mathbf{C}]] = \mathbf{B}(\mathbf{A} \cdot \mathbf{C}) - \mathbf{C}(\mathbf{A} \cdot \mathbf{B});$$

$$\text{rot grad } \varphi = 0;$$

$$\text{div rot } \mathbf{A} = 0;$$

$$\text{grad}(u v) = u \text{ grad } v + v \text{ grad } u;$$

$$\text{div}(\varphi \mathbf{A}) = \varphi \text{ div } \mathbf{A} + \mathbf{A} \text{ grad } \varphi;$$

$$\text{rot}(\varphi \mathbf{A}) = \varphi \text{ rot } \mathbf{A} - [\mathbf{A} \times \text{grad } \varphi];$$

$$\text{div}[\mathbf{A} \times \mathbf{B}] = \mathbf{B} \text{ rot } \mathbf{A} - \mathbf{A} \text{ rot } \mathbf{B};$$

$$\text{rot rot } \mathbf{A} = \text{grad div } \mathbf{A} - \nabla^2 \mathbf{A}.$$

1.3. Інтегральні теореми

Інтегральні теореми дозволяють перетворювати друг у друга об'ємні, поверхневі і контурні інтеграли.

1. Теорема Остроградського-Гауса

$$\int_V \text{div } \mathbf{A} \cdot dV = \oint_S A_n \cdot ds = \int_S \mathbf{A} \cdot d\mathbf{S}, \quad (1.21)$$

де n – зовнішня нормаль до замкнутої поверхні S , що обмежує даний об'єм V .

2. Теорема стокса

$$\int_S \text{rot } \mathbf{A} \cdot d\mathbf{S} = \oint_L A_n \cdot dl = \int_L \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l}, \quad (1.22)$$

де S – поверхня, що спирається на замкнутий контур L ; n – нормаль до цієї поверхні, що складає правовінтову систему з напрямком контуру.

2. МЕХАНІКА

2.1. Рівняння руху

Узагальнені координати – будь-які величини, що повною мірою характеризують положення системи.

Співвідношення, які зв'язують узагальнені координати q і швидкості $\dot{q} = \frac{dq}{dt}$, називаються *рівняннями руху*.

Принцип найменшої дії

Інтеграл дії S від функції Лагранжа $L(q, \dot{q}, t)$ має найменше можливе значення

$$\delta S = \delta \int_{t_1}^{t_2} L(q, \dot{q}, t) dt = 0.$$

Рівняння руху Лагранжа

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}} - \frac{\partial L}{\partial q} = 0. \quad (2.1)$$

Принцип відносності Галілея

Існує безліч систем відрахунку, які рухаються друг відносно друга прямолінійно і рівномірно.

Функції Лагранжа системи вільних і взаємодіючих матеріальних точок

Функція Лагранжа вільної точки

$$L = \frac{mv^2}{2}, \quad (2.2)$$

де m – маса, v – швидкість.

Функція Лагранжа системи взаємодіючих матеріальних точок

$$L = \sum_a \frac{m_a v_a^2}{2} - U(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots), \quad (2.3)$$

де $U(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots)$ – потенціальна енергія.

Сила, яка діє на точку a

$$\vec{F} = -\frac{\partial U}{\partial \vec{r}_a}. \quad (2.4)$$

2.2. Закони збереження енергії, імпульсу і моменту імпульсу

Енергія

Інтеграли руху – функції координат і швидкостей, які зберігають постійні значення при русі і залежать тільки від початкових вимог.

Закон збереження енергії витікає з однорідності часу.

Закон збереження енергії

Енергія замкнутої системи

$$E = \sum_i \dot{q}_i \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} - L \quad (2.5)$$

залишається незмінною при її русі.

$$E = \sum_a \frac{m_a v_a^2}{2} + U(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots). \quad (2.6)$$

Імпульс

Закон збереження імпульсу витікає з однорідності простору.

Закон збереження імпульсу

Імпульс замкнутої механічної системи

$$\vec{P} = \sum_i \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} \quad (2.7)$$

залишається незмінним при її русі.

Момент імпульсу

Закон збереження моменту імпульсу витікає з ізотропності простору.

Закон збереження моменту імпульсу

Момент імпульсу замкнутої механічної системи залишається незмінним при її русі:

$$\vec{M} = \sum_i [\vec{r}_i, \vec{p}_i].$$

Будь-яка замкнута система має 7 інтегралів руху.

3. ЕЛЕКТРОДИНАМІКА

3.1. Система рівнянь Максвелла

У інтегральній формі перша пара рівнянь Максвелла записується так

$$\oint_S \mathbf{B} d\mathbf{S} = 0; \quad (3.1)$$

$$\oint_S \mathbf{D} d\mathbf{S} = \int_V \rho dV, \quad (3.2)$$

де $\mathbf{B}$ – індукція магнітного поля, $\mathbf{D}$ – індукція електричного поля, ρ – густина заряду, S – замкнута поверхня, що обмежує довільний об'єм V .

Звідси випливають граничні умови для векторів індукції

$$B_n^{(1)} = B_n^{(2)};$$

$$D_n^{(1)} - D_n^{(2)} = \sigma,$$

де індексом (1) позначена та сторона поверхні, куди спрямована позитивна нормаль $\mathbf{n}$, σ – поверхнева густина вільних зарядів на цій поверхні.

Друга пара рівнянь Максвелла в інтегральній формі записується так:

$$\oint_l \mathbf{E} d\mathbf{l} = -\frac{d}{dt} \int_S \mathbf{B} d\mathbf{S}, \quad (3.3)$$

$$\oint_l \mathbf{H} d\mathbf{l} = \frac{d}{dt} \int_S \mathbf{D} d\mathbf{S} + \int_S \mathbf{j} d\mathbf{S}, \quad (3.4)$$

де $\mathbf{E}$ – напруженість електричного поля, $\mathbf{H}$ – напруженість магнітного поля, $\mathbf{j}$ – густина струму, S – довільна поверхня, обмежена замкнутим контуром l .

Звідси випливають граничні умови для векторів $\mathbf{E}$ і $\mathbf{H}$

$$[\mathbf{n} \times (\mathbf{E}^{(1)} - \mathbf{E}^{(2)})] = 0,$$

$$E_t^{(1)} = E_t^{(2)};$$

$$[\mathbf{n} \times (\mathbf{H}^{(1)} - \mathbf{H}^{(2)})] = \mathbf{J},$$

де $\mathbf{n}$ – одиничний вектор до аналізованої поверхні, J – густина поверхневого струму уздовж цієї поверхні, тобто сила струму, що припадає на одиницю довжини.

У основі макроскопічної електродинаміки лежать рівняння Максвелла, які отримані з інтегральної форми (3.1)–(3.4) за допомогою інтегральних теорем Остроградського–Гауса (1.6) і Стокса (1.7),

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0; \quad (3.5)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = \rho; \quad (3.6)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}; \quad (3.7)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{j}, \quad (3.8)$$

де $\mathbf{E}$ і $\mathbf{H}$ – напруженості відповідно електричного і магнітного полів; $\mathbf{D}$ і $\mathbf{B}$ – вектори індукції, що визначаються рівняннями

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} + \mathbf{P}; \quad (3.9)$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{H} + \mathbf{M}, \quad (3.10)$$

де $\mathbf{P}$ – вектор поляризації, тобто об'ємна густина електричного моменту; $\mathbf{M}$ – вектор намагнічування, тобто об'ємна густина магнітного моменту; ρ – густина вільних зарядів; $\mathbf{j}$ – густина струму.

Рівняння Максвелла варто доповнити матеріальними рівняннями, які визначають залежність між векторами $\mathbf{P}$ (або $\mathbf{D}$) і $\mathbf{E}$ й, відповідно, $\mathbf{M}$ (або $\mathbf{B}$) і $\mathbf{H}$.

У більшості випадків цю систему можна вважати лінійною. Матеріальні рівняння будуть сформульовані нижче для окремих окремих випадків.

З лінійності рівнянь Максвелла випливає, що сума двох або декількох розв'язків також є розв'язанням цих рівнянь, для якого густини джерел (ρ і $\mathbf{j}$) дорівнюють сумі густин для окремих розв'язків (принцип суперпозиції).

3.2. Закони збереження

З рівнянь Максвелла випливають такі інтеграли (закони збереження):

1) **закон збереження заряду**

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{j} = 0, \quad (3.11)$$

який в інтегральній формі записується так:

$$\frac{dq}{dt} + I = 0; \quad (3.12)$$

$$q = \int_V \rho \cdot dV. \quad (3.13)$$

Заряд, що утримується у довільному об'ємі V ,

$$I = \oint_S \mathbf{j} d\mathbf{S} \quad (3.14)$$

сила струму, який виходить з об'єму V через поверхню S , що його обмежує.

2) закон збереження енергії

$$\left(\mathbf{E} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right) + \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} + \operatorname{div}[\mathbf{E} \times \mathbf{H}] = 0. \quad (3.15)$$

Якщо коефіцієнти лінійної залежності між $\mathbf{D}$ і $\mathbf{E}$ (і відповідно між $\mathbf{B}$ і $\mathbf{H}$) не залежать від часу, то

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{1}{2} \cdot (\mathbf{E} \mathbf{D} + \mathbf{H} \mathbf{B}) + \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} + \operatorname{div}[\mathbf{E} \times \mathbf{H}] = 0$$

або в інтегральній формі

$$-\frac{dW}{dt} = \int_V \mathbf{j} \mathbf{E} dV + \oint_S \mathbf{S} d\mathbf{S}, \quad (3.16)$$

$$W = \frac{1}{2} \cdot \int_V (\mathbf{E} \mathbf{D} + \mathbf{H} \mathbf{B}) dV \quad (3.17)$$

енергія електромагнітного поля в об'ємі V ; $\int_V \mathbf{j} \mathbf{E} dV$ – робота сил поля в тому ж об'ємі в одиницю часу,

$$S = [E \times H] \quad (3.18)$$

вектор Умова-Пойнтінга – густина потоку електромагнітної енергії.
Електромагнітне поле має також імпульс

$$G = \int_V S dV.$$

Щоб знайти розв'язок рівнянь Максвелла, зручно ввести скалярний потенціал ϕ і вектор – потенціал A

$$E = -\text{grad } \phi - \frac{1}{c} \cdot \frac{\partial A}{\partial t};$$

$$B = \text{rot } A,$$

у результаті чого перша пара рівнянь Максвелла задовольняється тотожно.

3.3. Контрольні завдання

1. Вивести рівняння Максвелла для $\text{div } B$.
2. Вивести рівняння Максвелла для $\text{div } D$.
3. Вивести рівняння Максвелла для $\text{rot } H$.
4. Вивести рівняння Максвелла для $\text{rot } E$.
5. Вивести закон збереження заряду в диференціальній формі.
6. Вивести закон Ома для циліндричного провідника в диференціальній формі.
7. Вивести рівняння Пуассона.
8. Вивести диференціальне рівняння для скалярного потенціалу електричного поля.
9. Вивести диференціальне рівняння для скін-ефекту $\Delta j = \mu \sigma \partial j / \partial t$.
10. Вивести диференціальне рівняння для скін-ефекту $\Delta E = \mu \sigma \partial E / \partial t$.
11. Виписати систему рівнянь електродинаміки.
12. Написати рівняння електростатичного поля.
13. Написати рівняння Максвелла для магнітостатичного поля.
14. Написати диференціальне рівняння Лапласа у циліндричній системі координат.
15. Написати I пару рівнянь Максвелла в диференціальній формі у декартовій системі координат.
16. Написати II пару рівнянь Максвелла в диференціальній формі у декартовій системі координат.

17. Написати I пару рівнянь Максвелла у диференціальній формі у циліндричній системі координат.
18. Написати II пару рівнянь Максвелла в диференціальній формі у циліндричній системі координат.
19. Написати I пару рівнянь Максвелла у диференціальній формі у сферичній системі координат.
20. Написати II пару рівнянь Максвелла у диференціальній формі у сферичній системі координат.
21. Знайти потенціал поля $\varphi = \varphi(r)$ з рівняння Пуассона у циліндричних координатах.
22. Знайти потенціал поля $\varphi = \varphi(r)$ з рівняння Пуассона у сферичних координатах.
23. Знайти потенціал поля $\varphi = \varphi(x)$ з рівняння Пуассона у декартових координатах.
24. Знайти потенціал поля $\varphi = \varphi(r)$ з рівняння Лапласа у циліндричних координатах.
25. Знайти потенціал поля $\varphi = \varphi(r)$ з рівняння Лапласа у сферичних координатах.
26. Знайти потенціал поля $\varphi = \varphi(x)$ з рівняння Лапласа у декартових координатах.
27. Знайти потенціал для поля з напруженістю $\vec{E} = \rho \frac{a^2}{r^2} \vec{r}$.
28. Знайти потенціал для поля з напруженістю $\vec{E} = \rho \frac{a^2}{r^3} \vec{r}$.
29. Знайти потенціал для поля з напруженістю $\vec{E} = \rho \frac{a}{r} \vec{r}$.
30. Знайти глибину проникнення поля в провідник, якщо $\omega = 10^6$ Гц, електропровідність $\sigma = 10^7$ См/м, $\mu = 1,3 \cdot 10^{-6}$ Гн/м.
31. Чи має місце скін-ефект в циліндричному провіднику при $\omega = 10^8$ Гц, якщо радіус провідника $a = 10^{-2}$ м, електропровідність $\sigma = 10^7$ См/м, $\mu = 1,3 \cdot 10^{-6}$ Гн/м?
32. Як розподілено струм $I = I_0 \sin \omega t$ (однорідно чи неоднорідно) в циліндричному провіднику, якщо $\omega = 10^8$ Гц, радіус провідника $a = 10^{-2}$ м, електропровідність $\sigma = 10^7$ См/м, $\mu = 1,3 \cdot 10^{-6}$ Гн/м?

4. ЕЛЕКТРОСТАТИКА І МАГНІТОСТАТИКА

4.1. Електростатика

З рівнянь Максвелла (3.6), (3.7) випливає, що електростатичне поле у будь-якому середовищі визначається диференціальними рівняннями

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = \rho, \quad (4.1)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = 0, \quad (4.2)$$

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} + \mathbf{P}. \quad (4.3)$$

Для переважної більшості ізотропних діелектриків у статичному випадку має місце таке *матеріальне рівняння*

$$\mathbf{P} = \kappa \mathbf{E}, \quad (4.4)$$

де κ – електрична сприйнятливість, що відіграє роль матеріальної константи.

З (4.3) і (4.4) випливає, що

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}, \quad (4.5)$$

де $\varepsilon = 1 + \kappa$ – діелектрична проникність.

Розподіл пов'язаних зарядів у поляризованому діелектрику задається співвідношенням

$$\rho' = -\operatorname{div} \mathbf{P}.$$

Звідси

$$P_n^{(1)} - P_n^{(2)} = -\sigma',$$

де ρ' і σ' – об'ємна і поверхнева густини пов'язаних зарядів.

Розподіл пов'язаних зарядів на незарядженій ($\sigma = 0$) межі двох діелектриків визначається рівнянням

$$E_n^{(1)} - E_n^{(2)} = -\sigma'.$$

Інтегральна форма рівняння (4.1) відома за назвою *теорема Остроградського-Гаусса*

$$\oint_S \mathbf{D}_n dS = q, \quad (4.6)$$

де q – вільний заряд, що утримується усередині замкнутої поверхні S .

За допомогою цієї теореми можна легко знайти електростатичне поле в ряді випадків, коли шукане поле має відому симетрію.

Таким шляхом можна одержати, що напруженість поля, що утворюється у вакуумі точечним зарядом q , визначається формулою (**закон Кулона**)

$$E = \frac{q}{r^2} \cdot \frac{\mathbf{r}}{r}. \quad (4.7)$$

Якщо поле створюється у вакуумі декількома точечними зарядами, то (принцип суперпозиції)

$$\mathbf{E} = \sum_k \frac{q_k}{r_k^2} \cdot \frac{\mathbf{r}_k}{r_k}, \quad (4.8)$$

у випадку безперервного розподілу зарядів

$$\mathbf{E} = \int \frac{\chi \mathbf{r}}{r^3} dl + \int \frac{\sigma \mathbf{r}}{r^3} dS + \int \frac{\rho \mathbf{r}}{r^3} dV, \quad (4.9)$$

де χ , σ , ρ – відповідно лінійна, поверхнева й об'ємна густина зарядів.

Рівняння (4.2) тотожно задовольняється, якщо ввести **скалярний потенціал ϕ**

$$\mathbf{E} = -\text{grad} \phi. \quad (4.10)$$

Звідси робота, що здійснюється силами електростатичного поля по переміщенню точечного заряду q із положення 1 у положення 2, дорівнює

$$A = q \cdot (\phi_1 - \phi_2). \quad (4.11)$$

Потенціал ϕ будемо вважати визначеним так, щоб поза полем (на безкрайості) $\phi = 0$.

Цій умові не можна задовольнити лише у тих випадках, коли розглядається абстрактне поле, що утворене нескінченно протяжними зарядженими тілами (безкінечна нитка, безкінечні площини та ін.).

Точечний заряд q , знаходячись у зовнішньому полі, обладає енергією

$$W = q\phi, \quad (4.12)$$

де ϕ – значення потенціалу зовнішнього поля в точці перебування заряду q .

Енергія взаємодії точечних зарядів

$$W = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^n q_k \Phi_k,$$

де Φ_k – потенціал поля, яке утворюється у точці перебування заряду (q_k) всіма іншими зарядами.

Енергія зарядженого тіла, або, що те ж саме, енергія його електростатичного поля

$$W = \frac{1}{2} \int \rho \Phi dV = \frac{1}{8\pi} \int \epsilon E^2 dV. \quad (4.13)$$

Для системи заряджених провідників

$$W = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^n q_k \Phi_k, \quad (4.14)$$

$$q_k = \sum_{l=1}^n c_{kl} \Phi_l, \quad (4.15)$$

де c_{kl} – ємнісні коефіцієнти, що залежать лише від форми, розмірів і взаємного розташування провідників, а також від діелектричного середовища, що їх розділяє.

$$\text{Звідси } \Phi_k = \sum_{l=1}^n S_{kl} q_l,$$

де $S_{kl} = c_{kl}^{-1}$ – потенційні коефіцієнти.

Для випадку відокремленого провідника

$$q = C \Phi, \quad (4.16)$$

де C – електроємність провідника.

Для конденсатора

$$q = C (\Phi_1 - \Phi_2). \quad (4.17)$$

За **теоремою взаємності Гріна**

$$\sum_{k=1}^n q_k \cdot \Phi'_k = \sum_{k=1}^n q'_k \cdot \Phi_k,$$

де φ_k – потенціали провідників, коли заряди на них рівні q_k , φ'_k – потенціали тих же провідників, коли їхні заряди рівні q'_k .

Ця теорема вірна й у тому випадку, коли деякі (або усі) заряди q_k точечні, але тоді під φ_k треба розуміти потенціал поля в точці перебування заряду q_k , який утворено всіма іншими зарядами, крім даного.

З (4.1), (4.5) і (4.8) випливає, що в однорідному середовищі потенціал електростатичного поля задовольняє диференціальному **рівнянню Пуассона**

$$\Delta\varphi = -\frac{\rho}{\varepsilon}. \quad (4.18)$$

Цим рівнянням однозначно визначається потенціал електростатичного поля в аналізованому об'ємі, якщо задано

- 1) розподіл зарядів у цьому об'ємі;
- 2) граничні умови для j на замкнутій поверхні, що задає цей об'єм.

На межі поділу двох середовищ із різними діелектричними проникностями з граничних умов для векторів індукції і напруженості випливають такі граничні умови для потенціалу

$$\left. \begin{aligned} \varphi_1 &= \varphi_2, \\ \frac{\partial\varphi_1}{\partial t} &= \frac{\partial\varphi_2}{\partial t}, \\ \varepsilon_1 \frac{\partial\varphi_1}{\partial n} - \varepsilon_2 \frac{\partial\varphi_2}{\partial n} &= \sigma, \end{aligned} \right\} \quad (4.19)$$

де σ – поверхнева щільність вільних зарядів на межі.

На межі між діелектриком і провідником друге з граничних умов (4.15) приймає вигляд

$$-\varepsilon \frac{\partial\varphi}{\partial n} = \sigma.$$

Там, де немає зарядів, електростатичний потенціал задовольняє **рівнянню Лапласа**

$$\Delta\varphi = 0, \quad (4.20)$$

розв'язання котрого однозначно визначається завданням граничних умов.

Окремим випадком є потенціал поля, що утворюється точечним за-

рядом q в однорідному середовищі, що заповнює весь простір,

$$\varphi = \frac{q}{\epsilon r}. \quad (4.21)$$

Якщо поле створюється декількома точечними зарядами,

$$\varphi = \sum_{k=1}^n \frac{q_k}{\epsilon r_k}. \quad (4.22)$$

Якщо поле створюється неперервним (лінійним, поверхневим і об'ємним) розподілом зарядів у однорідному безкінечному середовищі, то

$$\varphi = \int \frac{\chi dl}{\epsilon r} + \int \frac{\sigma dS}{\epsilon r} + \int \frac{\rho dV}{\epsilon r}. \quad (4.23)$$

Якщо електростатичне поле створюється у вакуумі системою зарядів, то на достатньо великих у порівнянні з розмірами системи відстанях

$$\varphi = \frac{q}{r} + \frac{\mathbf{p}\mathbf{r}}{r^3} + \frac{1}{2} \sum Q_{\mu\nu} \left(\frac{3x_\mu x_\nu}{r^5} - \frac{\delta_{\mu\nu}}{r^3} \right) + \dots, \quad (4.24)$$

де $\mathbf{r}$ – радіус-вектор аналізованої точки поля (як початок відлічування обрана довільна точка усередині системи зарядів); x – координати цієї

точки поля; $q = \sum_{k=1}^n q_k$ – сумарний заряд системи; $\mathbf{p} = \sum_{k=1}^n q_k \mathbf{r}_k$ – диполь-

ний момент системи; $\mathbf{r}_k$ – радіус-вектор заряду q_k ; $Q_{\mu\nu} = \sum_{k=1}^n q_k \left(\xi_\mu^{(k)} \xi_\nu^{(k)} - \frac{1}{3} r_k^2 \delta_{\mu\nu} \right)$ – тензор квадрупольного моменту; ξ_μ^k – координата заряду q_k .

Якщо поле плоске, тобто залежить лише від двох декартових координат (x, y) , то зручно користуватися так званим комплексним потенціалом.

Якщо функція

$$f(z) = f(x + i y) = \varphi(x, y) + i \psi(x, y)$$

є аналітична функція комплексної перемінної $z = x + i y$, то $\varphi(x, y)$ і $\psi(x, y)$ є розв'язанням рівняння Лапласа

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = 0;$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = 0$$

і задовольняють рівнянням Коші-Рімана

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{\partial \psi}{\partial y};$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} = -\frac{\partial \psi}{\partial y}.$$

Звідси випливає, що криві $\varphi(x, y) = \text{const}$ і $\psi(x, y) = \text{const}$ взаємно ортогональні. Якщо $\varphi(x, y)$ – потенціал електростатичного поля, то силові лінії цього поля визначаються рівнянням $\psi(x, y) = \text{const}$, і навпаки.

На точечний заряд q у зовнішньому полі ($\mathbf{E}$) діє сила

$$\mathbf{F} = q = q \nabla \varphi = -\nabla W.$$

Взагалі, якщо замкнута електростатична система має енергію $W(x_1, x_2, \dots)$, де $x_1, x_2, \dots$ – незалежні параметри (узагальнені координати), які визначають конфігурацію цієї системи, то чинні сили (узагальнені сили) визначаються формулою

$$F_k = -\frac{\partial W}{\partial x_k}.$$

Енергія діполя у зовнішньому полі

$$W = -\mathbf{p} \cdot \mathbf{E}.$$

Звідси сили, що діють на діполь, дають момент

$$\mathbf{N} = [\mathbf{p} \times \mathbf{E}]$$

і головний вектор

$$\mathbf{F} = \nabla(\mathbf{p} \cdot \mathbf{E}) = (\mathbf{p} \cdot \nabla) \mathbf{E}.$$

На заряджений провідник діють сили у напрямку зовнішньої поверхні

з поверхневою густиною

$$f = \frac{\sigma E}{2} = \frac{2\pi\sigma^2}{\epsilon}.$$

Сили, що діють на провідник в електростатичному полі, можна також обчислити за формулою

$$F_k = - \left(\frac{\partial W}{\partial x_k} \right)_q,$$

або

$$F_k = + \left(\frac{\partial W}{\partial x_k} \right)_\varphi$$

у залежності від того, чи підтримується постійним на провіднику його заряд q або потенціал.

Головний вектор пондеромоторних сил, що діють на будь-який об'єм V , обмежений замкнутою поверхнею S , можна обчислити за формулою (якщо зневажити електрострікцію)

$$F_i = \oint_S T_{ik} dS_k,$$

де T – максвелівський тензор натягів.

4.2. Магнітостатика

Рівняння Максвела в разі постійного магнітного поля приймають вигляд

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0; \quad (4.25)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \mathbf{j}. \quad (4.26)$$

В ізотропних діа- і парамагнетиках $\mathbf{B}$ і $\mathbf{H}$ зв'язані так

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}, \quad (4.27)$$

або

$$\mathbf{B} = \mathbf{H} + \mathbf{M}, \quad (4.28)$$

де $\mathbf{M}$ – вектор намагніченості.

Закон Біо-Саварра

Елемент струму ***Idl*** генерує у вакуумі чи в однорідному середовищі магнітне поле

$$B = \mu I \oint \left[\left(\nabla \frac{1}{r - r'} \right) \times d\mathbf{R} \right]. \quad (4.29)$$

5. СТАТИСТИЧНА ФІЗИКА

5.1. Статистичний розподіл у квантовій статистиці

Статистична фізика вивчає властивості макроскопічних тіл.

Різні стани системи можна зображати точками в так званому фазовому просторі, координатами якого виступають координати та імпульси.

Кожна точка описує у фазовому просторі *фазову траєкторію*.

Імовірність можна записати у вигляді

$$dw = \rho(p_1, \dots, p_s, q_1 \dots q_s) dp dq, \quad (5.1)$$

де $\rho(p_1, \dots, p_s, q_1 \dots q_s)$ – функція всіх координат q і імпульсів p .

$\rho(p_1, \dots, p_s, q_1 \dots q_s)$ грає роль *густини розподілу імовірності* і називається *функцією статистичного розподілу*, яка задовольняє **вимозі норміровки**

$$\int \rho(p_1, \dots, p_s, q_1 \dots q_s) dp dq = 1. \quad (5.2)$$

Задача статистики – знаходження статистичного розподілу.

Знання статистичного розподілу дозволяє обчислити середню величину.

Середня величина

$$\bar{f} = \int f(p, q) \rho(p, q) dp dq. \quad (5.3)$$

Статистична незалежність

Статистична незалежність означає, що стан, в якому знаходиться одна з підсистем системи, ніяк не впливає на імовірності різних станів інших підсистем.

З математичної точки зору статистична незалежність двох підсис-

тем системи означає, що ймовірність складової системи розбивається на добуток ймовірностей двох підсистем

$$\rho_{1,2} = \rho_1 \cdot \rho_2. \quad (5.4)$$

Аналогічно для середніх величин

$$\bar{f}_{1,2} = \bar{f}_1 \cdot \bar{f}_2. \quad (5.5)$$

Середня квадратична флуктуація

$$(\langle (\Delta f)^2 \rangle)^{1/2} = (\bar{f}^2 - \bar{f}^2)^{1/2}. \quad (5.6)$$

5.2. Ентропія. Закон зростання ентропії

Теорема Ліувілля: функція розподілу ρ постійна вздовж фазової траєкторії підсистеми.

Теорема Ліувілля з математичної точки зору

$$\frac{d\rho}{dt} = 0. \quad (5.7)$$

Значення адитивних інтегралів руху – енергії, імпульсу і моменту імпульсу повністю визначають властивості замкнутої системи.

Мікроканонічний розподіл

$$\rho = \text{const} \cdot \delta(E - E_0) \delta(\vec{P} - \vec{P}_0) \delta(\vec{M} - \vec{M}_0) \quad (5.8)$$

Статистична вага макроскопічного стану

$$\Delta\Gamma = \frac{\Delta p \Delta q}{(2\pi\hbar)^s}. \quad (5.9)$$

Визначення ентропії:

Логарифм статистичної ваги підсистеми називається **ентропією**

$$S = k \ln \Delta\Gamma. \quad (5.10)$$

Так як $\Delta\Gamma \geq 1$, то $S \geq 0$.

Тому ентропія не може бути негативною.

Закон зростання ентропії

Якщо в деякий момент часу ентропія замкнутої системи відмінна

від максимальної, то в наступні моменти ентропія не убавас – зростає або залишається незмінною.

Процес, що супроводжується зростанням ентропії замкнутої системи, називається необоротним $\Delta S > 0$.

Оборотним називається процес, при якому ентропія замкнутої системи залишається незмінною $\Delta S = 0$.

5.3. Термодинамічні величини

Температура. Тиск

Фізичні величини, які характеризують макроскопічні стани тіл, називаються термодинамічними.

Визначення температури

$$T = \left(\frac{\partial E}{\partial S} \right)_V, \quad (5.11)$$

де E – внутрішня енергія.

Визначення тиску

$$P = - \left(\frac{\partial E}{\partial V} \right)_S. \quad (5.12)$$

Основна термодинамічна тотожність

$$dE = TdS - PdV. \quad (5.13)$$

Визначення теплоємності

$$c_{v,p} = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_{V,P}. \quad (5.14)$$

5.4. Перший початок термодинаміки

Перший початок термодинаміки – Неможливо побудувати двигун, який віддає роботу без підводу енергії ззовні.

Ентальпія (теплова функція)

$$W = E + PV. \quad (5.15)$$

Зміна теплової функції при процесах, які відбуваються при постійному тиску, дорівнює кількості тепла, яке отримує тіло.

$$dW = TdS + VdP.$$

$$T = \left(\frac{\partial W}{\partial S} \right)_P, V = \left(\frac{\partial W}{\partial P} \right)_S,$$

$$c_V = \left(\frac{\partial E}{\partial T} \right)_V,$$

$$c_V = \left(\frac{\partial w}{\partial T} \right)_V.$$

5.5. Вільна енергія і термодинамічний потенціал

Вільна енергія

$$F = E - TS, \quad (5.16)$$

$$dF = -SdT - PdV.$$

$$S = - \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_V, P = - \left(\frac{\partial F}{\partial V} \right)_T.$$

E , W і F називаються термодинамічними потенціалами або характеристичними функціями по відношенню до своїх змінних:

$$E(S, V), W(S, P) \text{ і } F(V, T).$$

Термодинамічний потенціал Φ

$$d\Phi = -SdT + VdP,$$

$$S = - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial T} \right)_P, V = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial P} \right)_T.$$

Рівняння, яке зв'язує P , V і T , називаються **рівняннями стану**.

Теорема Нернста – Для будь-якого тіла $(S)_{T=0} = 0$

Теорема Нернста є слідком квантової статистики, в якій істотну роль відіграє поняття про дискретність квантових станів.

Залежність термодинамічних величин від числа частинок N

$$dE = TdS - PdV + \mu dN,$$

$$dW = TdS + VdP + \mu dN,$$

$$dF = -SdT - PdV + \mu dN,$$

$$d\Phi = -SdT + VdP + \mu dN.$$

$$\mu = \left(\frac{\partial F}{\partial N} \right)_{S,V} \quad (5.17)$$

хімічний потенціал тіла.

$$\Phi = N\mu.$$

$$d\mu = -sdT + vdP.$$

$$\Omega = -PV$$

$$d\Omega = -SdT - Nd\mu$$

$$N = - \left(\frac{\partial \Omega}{\partial \mu} \right)_{T,V} = V \left(\frac{\partial P}{\partial \mu} \right)_{T,V}.$$

5.6. Статистичний розподіл

Канонічний розподіл Гіббса

$$w_n = A \exp\left(-\frac{E_n}{T}\right) \quad (5.18)$$

або

$$w_n = \exp\left(\frac{F - E_n}{T}\right).$$

Вільна енергія у розподілі Гіббса

$$F = -T \ln \sum_n \exp\left(-\frac{E_n}{T}\right). \quad (5.19)$$

Статистична сума

$$Z = \sum_n \exp\left(-\frac{E_n}{T}\right). \quad (5.20)$$

Великий канонічний розподіл Гіббса

$$w_{nN} = \exp \frac{\Omega + \mu N - E_{nN}}{T}, \quad (5.21)$$

де

$$\Omega = -T \ln \sum_N \left[\exp \frac{\mu N}{T} \sum_n \exp \left(-\frac{E_{nN}}{T} \right) \right]. \quad (5.22)$$

Розподіл Максвелла за швидкостями

$$dw_v = \left(\frac{m}{2\pi T} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2T} \right) dv_x dv_y dv_z. \quad (5.23)$$

5.7. Ідеальний газ

Ідеальний газ – газ, взаємодія між частинками якого настільки слаба, що нею можна нехтувати.

Розподіл Больцмана

$$\overline{n_k} = a \exp \frac{-\epsilon_k}{T}, \quad (5.24)$$

де a – норміровочний коефіцієнт, ϵ_k – енергія молекули газу,

$$\overline{n_k} = \exp \frac{\mu - \epsilon_k}{T}. \quad (5.25)$$

Барометрична формула

$$n(z) = n_0 \exp \left(-\frac{mgz}{T} \right), \quad (5.26)$$

де $n_0 = n(z=0)$, z – вісь, g – прискора вільного падіння

Рівняння стану класичного ідеального газу.

$$PV = NT. \quad (5.27)$$

$$PV = \frac{m}{\mu} RT.$$

Залежність тиску ідеального газу від концентрації n

$$P = nkT.$$

6. ЕЛЕМЕНТИ КВАНТОВОЇ СИСТЕМИ

6.1. Фермі-газ і бозе-газ елементарних частинок

Розподіл Фермі

$$\overline{n_k} = \frac{1}{\exp \frac{\varepsilon - \mu}{T} + 1}. \quad (6.1)$$

Розподіл Бозе

$$\overline{n_k} = \frac{1}{\exp \frac{\varepsilon - \mu}{T} - 1}. \quad (6.2)$$

6.2. Випромінювання абсолютно чорного тіла

Абсолютно чорне тіло – тіло, яке повністю поглинає все випромінювання.

Формула Планка

$$r(\lambda, T) = \frac{C_1}{\lambda^5} [\exp \frac{C_2}{\lambda T} - 1]^{-1}, \quad (6.3)$$

де λ – довжина хвилі, $r(\lambda, T)$ – спектральна густина енергії випромінювання.

Формула Віна

$$r(\lambda, T) = \frac{C_1}{\lambda^5} \exp(-\frac{C_2}{\lambda T}). \quad (6.4)$$

Формула Релєя-Джінса

$$r(\lambda, T) = CT\lambda^{-4}. \quad (6.5)$$

6.3. Контрольні завдання

1. Знайти, користуючись таблицею та формулою Віна для спектральної густини випромінювання, залежність від часу температури циліндричних рідких провідників, які нагрівають імпульсом струму, за результатами вимірювання струму, напруги і сигналів пірометра спектрального відношення.

Таблиця

Матеріал провідника	вольфрам	мідь	нікель	алюміній
Струм, кА	2	25	7,4	14
Напруга, кВ	15	10	4,4	12
Сигнал пірометра $b_1(\lambda_1)$	$16+2 \cdot 10^8 \cdot t$	$20+8 \cdot 10^7 \cdot t$	$4+10^7 \cdot t$	$2+10^7 \cdot t$
Сигнал пірометра $b_2(\lambda_2)$	$5+3 \cdot 10^7 \cdot t$	$6+2 \cdot 10^7 \cdot t$	$60-10^6 t$	$8-10^6 t$
Довжина хвилі λ_1 , м	$5,3 \cdot 10^{-7}$	$5,3 \cdot 10^{-7}$	$5,3 \cdot 10^{-7}$	$5,3 \cdot 10^{-7}$
Довжина хвилі λ_2 , м	$6,5 \cdot 10^{-7}$	$6,5 \cdot 10^{-7}$	$6,5 \cdot 10^{-7}$	$6,5 \cdot 10^{-7}$
Початковий радіус a_0 , м	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$
Довжина провідника, l, м	0,08	0,10	0,05	0,10
Початкова температура T_0 , К	3700	1400	1600	934
Час нагрівання, мкс	0,5	0,5	0,5	1,0
Початкова густина γ , кг/м ³	18	8	8,2	2,4

2. Визначити температурну залежність електричного опору, питомої електричної провідності, ентальпії і питомої теплоємності рідких металів.

ПЕРЕЛІК ЛІТЕРАТУРИ

1. Батыгин В.В., Топтыгин И.Н. Сборник задач по электродинамике. – М.: Наука, 1970. – 503 с.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. 1. Механика. – М.: Наука, 1973. – 584 с.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. V. Статистическая физика. – М.: Наука, 1976. – 584 с.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. VIII. Электродинамика сплошных сред. – М.: Наука, 1976. – 516 с.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. III. Квантовая механика. – М.: Наука, 1976. – 560 с.
6. Новожиллов Ю.В., Яппа Ю.А. Электродинамика. – М.: Наука, 1978. – 350 с.

ЗМІСТ

1. ОСНОВИ ВЕКТОРНОГО АНАЛІЗУ.....	3
1.1. Ортогональні координати.....	3
1.2. Деякі формули векторного числення.....	7
1.3. Інтегральні теореми.....	7
2. МЕХАНІКА.....	7
2.1. Рівняння руху.....	7
2.2. Закони збереження енергії, імпульсу і моменту імпульсу....	9
3. ЕЛЕКТРОДИНАМІКА.....	10
3.1. Система рівнянь Максвелла.....	10
3.2. Закони збереження.....	11
3.3. Контрольні завдання.....	13
4. ЕЛЕКТРОСТАТИКА І МАГНІТОСТАТИКА.....	15
4.1. Електростатика.....	15
4.2. Магнітостатика.....	21
5. СТАТИСТИЧНА ФІЗИКА.....	22
5.1. Статистичний розподіл у квантовій статистиці.....	22
5.2. Ентропія. Закон зростання ентропії.....	23
5.3. Термодинамічні величини.....	24
5.4. Перший початок термодинаміки.....	24
5.5. Вільна енергія і термодинамічний потенціал.....	25
5.6. Статистичний розподіл.....	26
5.7. Ідеальний газ.....	27
6. ЕЛЕМЕНТИ КВАНТОВОЇ СИСТЕМИ.....	28
6.1. Фермі - газ і бозе-газ елементарних частинок.....	28
6.2. Випромінювання абсолютно чорного тіла.....	28
6.3. Контрольні завдання.....	29
ПЕРЕЛІК ЛІТЕРАТУРИ.....	30

Навчальне видання

КУСКОВА Наталя Іванівна

**"ТЕОРЕТИЧНА ФІЗИКА"
МЕТОДИЧНІ ВКАЗІВКИ**

(українською мовою)

Комп'ютерна верстка *М. В. Удод*
Коректор *М. О. Паненко*

Свідectво про внесення суб'єкта видавничої справи до Державного реєстру видавців,
виготівників і розповсюджувачів видавничої продукції
ДК № 2506 від 25.05.2006 р.

Підписано до друку 01.06.09. Папір офсетний. Формат 60×84/16.
Друк офсетний. Гарнітура "Таймс". Ум. друк. арк. 1,8. Обл.-вид. арк. 1,9.
Тираж 100 прим. Вид. № 27. Зам. № 210. Ціна договірна

Видавець і виготівник Національний університет кораблебудування,
54002, м. Миколаїв, вул. Скороходова, 5