



МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени Н.Э. БАУМАНА

Учебное пособие

Курс лекций

«Физика»

МГТУ имени Н.Э. Баумана

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени Н.Э. БАУМАНА

Курс лекций

«Физика»

Москва
МГТУ имени Н.Э. Баумана

2012

УДК 681.3.06(075.8)
ББК 32.973-018
И201

Курс лекций «Физика» / Коллектив авторов –
М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2012. – 121 с.: ил.

В курсе лекций рассмотрены основные этапы курса «Физика».

Ил. 39. Табл. 5. Библиогр. 7 назв.

УДК 681.3.06(075.8)

© МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2012

АННОТАЦИЯ

В курсе лекций будут рассмотрены основные темы курса «Физика» такие как: основные законы кинематики и кинематического движения тел, основные законы статики, основные законы динамики, основные законы движения и взаимодействия элементарных частиц.

ANNOTATION

The course lectures will discuss the main themes of the course "Physics" such as the basic laws of kinematics and the kinematic motion of bodies, the basic laws of statics, the basic laws of dynamics, the basic laws of motion and interaction of elementary particles.

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	6
1 ЛЕКЦИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ ПО КУРСУ ФИЗИКА	7
1.1 Лекция 1.....	7
1.2 Лекция 2.....	12
1.3 Лекция 3.....	15
1.4 Лекция 4.....	17
1.5 Лекция 5.....	22
1.6 Лекция 6.....	27
1.7 Лекция 7.....	38
1.8 Лекция 8.....	55
1.9 Лекция 9.....	60
1.10 Лекция 10.....	68
1.11 Лекция 11.....	73
1.12 Лекция 12.....	79
1.13 Лекция 13.....	83
1.14 Лекция 14.....	90
1.15 Лекция 15.....	101
1.16 Лекция 16.....	115
ВЫВОДЫ.....	120
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКО.....	121

ВВЕДЕНИЕ

Данный конспект лекций составлен на основе лекционного курса, читаемого в МГТУ им. Н.Э. Баумана на кафедре иу4 преподавателем Подгузовым Г. В. Курс лекций рекомендован к выполнению текущих аттестационных мероприятий и подготовки к экзамену по предмету «Физика».

1 ЛЕКЦИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ ПО КУРСУ ФИЗИКА

4.09.03
лекц. 1

9-10 сентября - камювиуер

Электродинамика Электромагнетизм. Оптика.

1. Электростатика.

I 1.1 Электрич. заряд

Существование эл. заряда - фундаментальное понятие.

q

Тела обладают эл. зарядами, если их можно расщепить как м.т. и они взаимодействуют между собой с силой, кот. убывает с увеличением расстояния.

Величина эл. заряда инвариантна относительно преобразований Лоренца.

Эл. заряд \neq тела состоит из большого числа элм. зарядов.

Элм. заряд электрона $-e$
Заряд электрона $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$

Электромагн. поле - объективно реальное, кот. представляет собой материю (одна из видов), кот. обладает массой, импульсом, энергией.

Раварей экспериментно доказан
з-н сохр. эл. заряда:

Ал. сумма эл. зарядов замкнутой
системы (системы, не обменив. зарядами
с окрж. телами) остается неизменной.

Эл. поле порожд-ся эл. зарядами и
обнаружив. по действию на эл. заряды.
Магн. поле порожд-ся движущимися
эл. зарядами и обнаружив. по действ.
на движ-ся эл. заряды.

Движение и покой — понятия относительные
⇒ Э-л поле в разных СО — разные относ.

Символьные хар-ки Э-л поля свт.:

вектор напряж-ти \vec{E} и вектор
магн. индукции \vec{B} .

В + точке простран-ва определен в-р

$$\vec{E}(x, y, z, t), \vec{B}(x, y, z, t)$$

Символьные хар-ки были определены из
обобщ. рез-тов эксперим. данных (силы
Лоренца)

$$\vec{F}_\lambda = q\vec{E} + q[\vec{v}, \vec{B}]$$

Сила, действ. на м.т. облад. зарядом
 q , с символьными хар-ками \vec{E} и \vec{B} .

Величины \vec{E} и \vec{B} определ-ся для
дан. мом. времени и дан. м.т.

В-ра E и \vec{V} представл. собой внешнее
э-м поле по отнош. к q
в-р \vec{E} связан с местополож-м заряда, а
в-р \vec{V} - со его движ-ем заряда.

1.2. Закон Кулона

Эт закон действит. только для точечных зарядов
установлен Кулоном.
Точечный наз.ся заряд, сосредоточ. на теле,
линейные разм. которого пренебр. малы
по сравнению с расстоян. до зарядк.
тел, с которыми этот заряд взаимодейст.

Сила взаимод. 2х неподв. точечных
зарядков прямо пропорц. произв. их
зарядков и обратно пропорц. квадрату
расстоян. между ними. Направл-е совпадает
с линией, соединяющей заряды.



$$\vec{F}_{12} = -k \frac{q_1 q_2}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r}; \quad k = \text{const}$$

$$\text{В СИ } k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} = 9 \cdot 10^9 \frac{\text{Н}\cdot\text{м}^2}{\text{Кл}^2} = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Ф}}{\text{м}} \cdot \frac{\text{В}}{\text{м}} \cdot \frac{\text{Кл}}{\text{В}\cdot\text{м}}$$

$$[q] = 1 \text{ Кл}$$

1.3 Напряженность электростатич. поля. Силовое поле.

Электростатическое поле называется э. полем, созд. неподвиж. эл. зарядами.

Пробными точечными зарядами называется заряд, кот. не искажает поле.

Напряж-ю эл. статич. поля называется скал. величина, опред. силой, действ. на пробный единич. помнож. заряд, помещ. в эту точку поля.

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_{пр}}$$

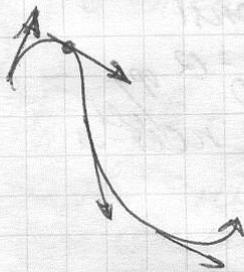
$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \cdot \vec{E}$$

напряж-ю эл. поля точеч. заряда q .

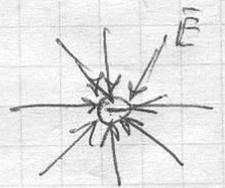
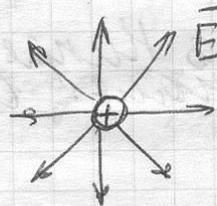
$$[E] = 1 \frac{Н}{Кл} = 1 \frac{В}{м}$$

Графически электростатическое поле изображ. с пом. линий напряж-ти.

Линии напряж-ти эл. статич. поля называются линиями, в каждой т. которых вектор напряж. электростатич. поля направлен по кас-й к этим линиям.



Силовые линии не пересекаются



Опред-ю силовых линий соотв. вект. ур-я:

$$\begin{cases} d\vec{l} = \vec{E} \cdot d\alpha \\ [d\vec{l}, \vec{E}] = 0 \end{cases}$$

$d\vec{l}$ - элемент в р кас-и

d - коэф-т пропорц.

$d\vec{l}$ и \vec{E} параллельны

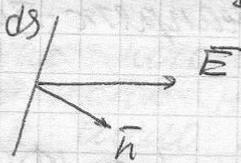
$$\frac{dx}{E_x} = \frac{dy}{E_y} = \frac{dz}{E_z}$$

диф-е ур-я силовых линий электростат. поля

Число линий, пронизыв. единицу площади пов-ти S линий д.б. равно модулю ~~вект.~~ напряж-ти электр. поля.

$E_n ds$ - кол-во силовых линий, пронизыв. площадку ds .

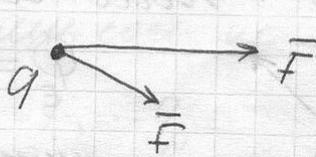
E_n - ^{проект. в р} нормаль пов-ти ds



1.4 Принцип суперпозиции электростат. полей.

Пусть есть система зарядов q . тела N . Все система действ. на заряд q

q, N



$\vec{F} = \sum \vec{F}_i$ - откуда вытек. принцип суперпозиции

$$\boxed{\vec{E} = \sum \vec{E}_i}$$

здесь поле

Принимает суммарности повышается вычисл. напряж-ть ∇ поле в системе зарядов.

объемн. $\rho = \lim_{V \rightarrow 0} \frac{q_v}{V} = \frac{dq}{dV}$
 м-то заряда

$$dV \rightarrow dq = \rho dV$$

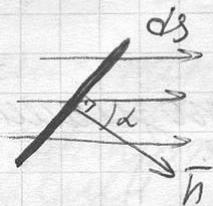
$$E_A = \int dE$$

A.
 центр зарядов
 софф. квадрата. dE

$$dE = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{dq}{r^2} \cdot \frac{r}{r}$$

9.09.03
 лекц. 2

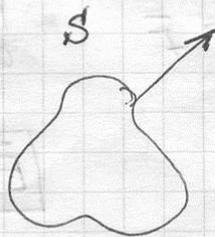
1.5 поток вектора напряж-ти ∇



$$E_n ds = \vec{E} \cdot \vec{ds} = E \cos \alpha \cdot ds \equiv d\Phi_E (=) N$$

кач-во линий, пересец. площадку ds
 т.к. величина безразм.

$[d\Phi]$ размерность = В.м
 в-р нормали направлен кнаружи условно.
 Поверхность для протв. измерения S , пусть
 внешняя нормаль - положительн.



$$\Phi_E = \oint_S E_n ds = \oint_S \vec{E} \cdot \vec{ds}$$

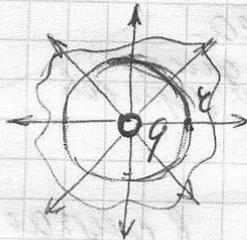
интегр. по замкн. пов-ти
 поток напряж-ти ∇ через замкн. пов-ть

$$\Phi_E (=) N = N_+ - N_-$$

$\begin{matrix} \text{линии} \\ \text{вход. в} \\ \text{пов-ти} \end{matrix}$
 $\begin{matrix} \text{линии} \\ \text{вход. в} \\ \text{пов-ть.} \end{matrix}$

1.6 Теорема Гаусса для Э-св. П в вакууме.

каждо сферич. линии, пересекает Φ_E пов-ть раф. ϵ



$$\begin{aligned} \Phi_E &= \oint_S \vec{E} d\vec{s} = \oint_S E_n dS = \oint_S \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \right) dS = \\ &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \oint_S dS = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \cdot 4\pi r^2 = \frac{q}{\epsilon_0} \end{aligned}$$

величина
поср., к-е
зав-т от
dS

знак потока зав-т от величины заряда, а поток не зависит от радиуса сферы, т.к. число линий везде одинаково. Если заряд скр-ть пов-то произв. формы, то поток будет таким же. Результ. поток, сокр. зарядом, накор. вне дан. сферы, будет равен 0.

$$\Phi_E = \oint_S \vec{E} d\vec{s} = \frac{q}{\epsilon_0}$$

поток векс. напр. сокр. точечным зарядом, не зависит от вида пов-ти и равен q/ϵ_0

Рассм. систему, сост. из N точеч. зарядов:

$$N \quad q_1, \dots, q_i, \dots, q_N$$

и восп-ся принципом супер-ции:

$$\vec{E} = \sum \vec{E}_i$$

$$\begin{aligned} \Phi_E &= \oint_S \vec{E} \cdot d\vec{s} = \oint_S \sum \vec{E}_i \cdot d\vec{s} = \sum_{i=1}^N \oint \vec{E}_i \cdot d\vec{s} = \\ &= \sum_{i=1}^N q_i / \epsilon_0 \end{aligned}$$

$$\Phi_E = \frac{1}{\epsilon_0} \sum q_i$$

отр-ся или мн-во велич.
охват. зарядов

- Т. Гаусса
в случае дискрет.
распредел. зарядов

$$dq = \rho dV \Rightarrow \Phi_E = \frac{1}{\epsilon_0} \int_V \rho dV$$

- в случае
непрер. распредел.
зарядов.

Поток в-ра напряж-ти \vec{E} в вакууме через замкн. поверхность равен величине эк. заряда, заключ. этой пов-тью, деленной на величину ϵ_0

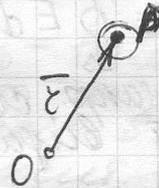
В вект. простр-ве задана вект. ф-я

$$\vec{a}(x, y, z) = \vec{a}(\vec{r})$$

$$\text{div } \vec{a} = \lim_{V \rightarrow 0} \frac{\Phi_a}{V}$$

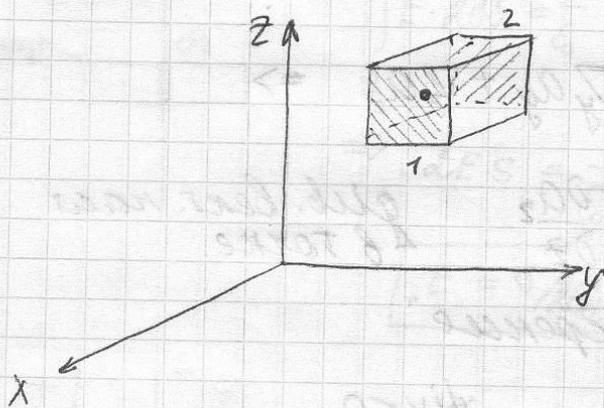
дифференц.
в-ра \vec{a} в т.р.

каждо силовых
линий, прихор. на ер.
объема в дан. точке
див-я отр-ся. в т. точке пр-ва, если
задана в р-ф-я.



окрестность
т. замкн.
пов-тью с
наемитать
поток в этой
пов-ти.

Выразим гевто в декартовых коор-х:



Выресс. гевто в Т. А.

$$1: a_{x_1} \Delta y \Delta z$$

$$2: -a_{x_2} \Delta y \Delta z$$

$$(a_{x_1} - a_{x_2}) \Delta y \Delta z$$

нормаль.
проект. ax
от zp 1 к zp 2

$$\Delta a_x \approx \frac{\partial a_x}{\partial x} \Delta x$$

При переходе к пределу равно будет точнее

$$da_x = \frac{\partial a_x}{\partial x} dx$$

$$d\Phi_x = \frac{\partial a_x}{\partial x} dx dy dz$$

$$d\Phi_y = \frac{\partial a_y}{\partial y} dx dy dz$$

$$d\Phi_z = \frac{\partial a_z}{\partial z} dx dy dz$$

Суммируем потоки - через все грани:

$$d\Phi = \frac{\partial a_x}{\partial x} dx dy dz + \frac{\partial a_y}{\partial y} dx dy dz + \frac{\partial a_z}{\partial z} dx dy dz$$

$$dV = dx dy dz$$

$$\boxed{\operatorname{div} \vec{a} = \frac{\partial a_x}{\partial x} + \frac{\partial a_y}{\partial y} + \frac{\partial a_z}{\partial z}}$$

гевт. в-ра через его коор-ты.

Заменим гевто в операторном виде.

$$\nabla = \vec{e}_x \frac{\partial}{\partial x} + \vec{e}_y \frac{\partial}{\partial y} + \vec{e}_z \frac{\partial}{\partial z}$$

опер-р
Градиента

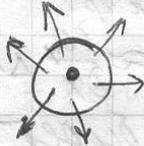
$$\nabla_x = \frac{\partial}{\partial x} \dots$$

$$\nabla \cdot \vec{a} = \nabla_x a_x + \nabla_y a_y + \nabla_z a_z \Rightarrow$$

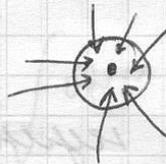
$$\operatorname{div} \vec{a} \equiv \nabla \vec{a} = \frac{\partial a_x}{\partial x} + \frac{\partial a_y}{\partial y} + \frac{\partial a_z}{\partial z} \quad \text{див. вект. напр. в точке}$$

див-я (лат) - "расхождение"

если $\operatorname{div} > 0$



$\operatorname{div} < 0$



сравниваем с циркуляцией:

цир-ть ротора

цир-ть градиента (сток)

если див = 0, то равенне циркуляций.

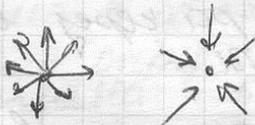
Теорема Дирака-Гаусса-Тейлора.

$$\oint_S \vec{a} \cdot d\vec{s} = \int_V \operatorname{div} \vec{a} \, dV$$

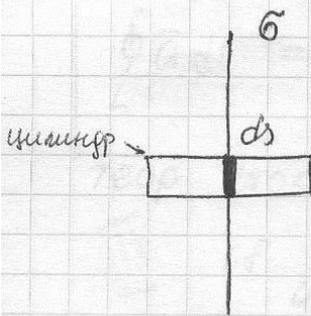
объем, охватыв. поверх. S

$$\Phi_E = \oint_S \vec{E} \cdot d\vec{s} = \frac{1}{\epsilon_0} \int_V \rho \, dV = \int_V \operatorname{div} \vec{E} \, dV \quad \rho - \text{плот. заряда}$$

$$\boxed{\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}} \quad \text{Т. Гаусса в диф. виде.}$$



опр. смысла Т. Гаусса в диф. виде.



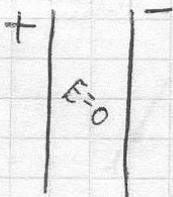
Напряж-ть плоскости,

$$\int_S E \cdot 2ds = \frac{1}{\epsilon} \int \sigma ds \Rightarrow$$

$$\Rightarrow 2ES = \frac{1}{\epsilon} \sigma S$$

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0}$$

напр-ть плоск-ти не зависит от расст-я до плоскости.



$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0}$$

11.09.03
лекц. 3

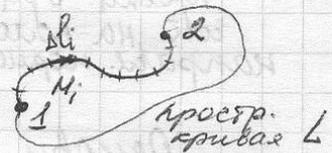
1.7. Циркуляция и ротор вект. полев. Теорема Стокса.

стат., не зависящ. от времени, - статическое.

$$\vec{a}(\vec{r}) \equiv \vec{a}(x, y, z)$$

$$\int_L \vec{a} d\vec{l} = \lim_{\Delta l_i \rightarrow 0} \sum_{i=1}^N \vec{a}(M_i) \Delta l_i$$

Δl_i - длина отрезка
 M_i - центр отрезка



кривин. интеграл вектор-функции

интегр. по замкн. контуру:

$$C_a = \oint \vec{a} d\vec{l} - \text{циркуляция в-ра } \vec{a} \text{ вдоль контура } L$$

циркуляц. облас. св-и аддитивности

$$\text{grad } \varphi = \lim_{V \rightarrow 0} \frac{\oint \varphi d\vec{s}}{V}$$

только от скаляр-ф-ии

$$\text{div } \vec{a} = \lim_{V \rightarrow 0} \frac{\oint \vec{a} d\vec{s}}{V}$$

положит. направл. нормами

$$\text{rot } \vec{a} = - \lim_{V \rightarrow 0} \frac{\oint [\vec{a}, d\vec{s}]}{V}$$

вект. произв. вект. поле



$$\lim_{S \rightarrow 0} \frac{\oint \vec{a} d\vec{l}}{S_{\max}} = |\text{rot } \vec{a}|$$

ориентация нулевая, когда циркуляция max.

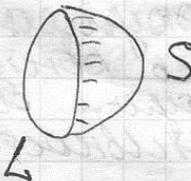
$$\text{rot } \vec{a}_n = \lim_{S_n \rightarrow 0} \frac{\oint \vec{a} d\vec{l}}{S_n}$$

проект. вращ. rot a на полож. направл. нормами

Основн. теорема вект. анализа:

Т. Стокса

Если две поверхности имеют общий контур и направлены на него в одну сторону



$$\oint_L \vec{a} d\vec{l} = \int_S \text{rot} \vec{a} d\vec{s}$$

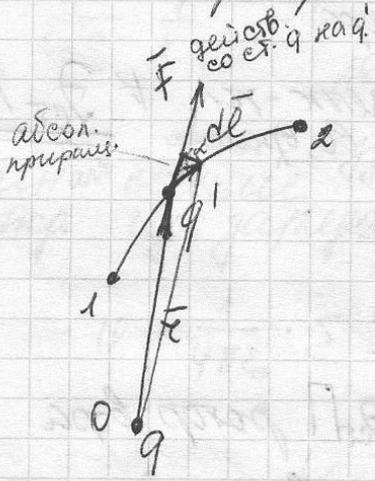
(линейный интеграл равен -
клену пов-ли)

теор. Стокса



1.8. Работа и поток

2.8. Циркуляция



перемени q' в
наше заряд q.

$$dA = F dl \cos \alpha = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{qq'}{r^2} dr$$

$$\text{grad} \varphi = \nabla \varphi =$$

$$\text{div} \vec{a} = \nabla \vec{a} = \frac{\partial a_x}{\partial x} + \frac{\partial a_y}{\partial y}$$

$$\text{rot} \vec{a} = [\nabla, \vec{a}] = \begin{vmatrix} \vec{e}_x & \vec{e}_y & \vec{e}_z \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ a_x & a_y & a_z \end{vmatrix}$$

$$\text{rot} \vec{a}_x = \dots$$

$$= \frac{\partial a_z}{\partial y} - \frac{\partial a_y}{\partial z}$$

$$\text{rot} \vec{a}_y = \frac{\partial a_x}{\partial z} - \frac{\partial a_z}{\partial x}$$

$$\text{rot} \vec{a}_z = \frac{\partial a_y}{\partial x} - \frac{\partial a_x}{\partial y}$$

$$A_{12} = \int_1^2 dA = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{qq'}{y} - \frac{qq'}{z} \right)$$

сила в 2.8. или консерв-ли. поле или
потенци.

$$A_0 = 0 \text{ по замкнутой контуре.}$$

Работа опред-ся только нач. и конеч. потенциал-ми и не зав-т от формы траект. в поле ∇ и системы неподв. зарядов.

$$0 = \oint \vec{F} d\vec{l} = q' \oint \vec{E} d\vec{l}$$

но \oint работа. \oint перемещ. ед. заряда

Циркуляция вект. напряж-ти $\neq \oint \text{rot } \vec{E}$ равна нулю. (для циркул. во времени это не так)

$$\oint \vec{E} d\vec{l} = \int \text{rot } \vec{E} d\vec{s} \stackrel{=0}{\approx}$$

$\text{rot } \vec{E} = 0$ для $\oint \vec{E} d\vec{l}$ котор. вект. напряж-ти равен 0. $\oint \vec{E} d\vec{l}$ лев. безвихревой, если в ∇ тоже поле $\text{rot } \vec{E} = 0$, т.е. потенц. поле.

1.9. Потенциал $\oint \vec{E} d\vec{l}$

$$\text{rot } \vec{E} = [\nabla, \vec{E}] \stackrel{=0}{\approx}$$

Тело, находя. в потенц. поле ссм, обдир. потенц. энергии, за счет кот. соверш. работу. Работа ссм. потенц. поле - убыль потенц. энергии.

$$A_{12} = W_{P_1} - W_{P_2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{\epsilon_1} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{\epsilon_2}$$

$$W_P = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{\epsilon} + \text{const}$$

$$W_p = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{qq'}{r}$$

φ — потенциал поле

$$\boxed{\varphi = W_p/q'}$$
 потенц. ед. пробного
полюс. заряда

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r} \text{ — потенц. точечного}$$

заряда.

Потенц. поле, созд. системой зарядов
равно сумме потенциалов, созд. в.
кажд. из зарядов в отдельн.

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \sum \frac{q_i}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{dq}{r}$$

для непрерыв.
зарядов.

$$A_{12} = q(\varphi_1 - \varphi_2)$$

$$A_{\infty} = q\varphi \text{ (если заряд удал. на } \infty)$$

$$[\varphi] = \frac{Дж}{Кл} \equiv ВТ$$

1.10 Связь напряж-ти E
и потенциала

$$\vec{F} = \nabla W_p$$

$$q\vec{E} = -\nabla(q\varphi)$$

$$\boxed{\vec{E} = -\nabla\varphi}$$
 градиент потенциала

\vec{E} направл. в стор. убывающ.
потенциала

$$E_x = -\frac{\partial \varphi}{\partial x}$$

проекция \vec{E} на Ox

$$E_e = -\frac{\partial \varphi}{\partial l}$$

проекция \vec{E} на \vec{l} направление.

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_1^2 \vec{E} d\vec{l}$$

1.11 Эквипотенциальные поверхности (линии уровня)

Вообраз. пов-ть, все точки кот. имеют одинак. потенциал, как-се эквипотенци. пов-ю.

при переходе эквипотенци. пов-ти потенциал не меняется $d\varphi = 0$.

В-р напряж-ти (силовые линии) всегда ортогонален пов-ти уровня.

Чем чаще распол. эквип. л-ти, тем большее потенциал.

18.09.03
лекц 4

1.12 Уравнение Лапласа (потенциал)

$$\vec{E} = -\nabla \varphi$$

$$\nabla \vec{E} = \rho / \epsilon_0$$

$$-\nabla (\nabla \varphi) = \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

опер-р Лапласа

$$\left\{ \Delta \varphi = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \right\}$$

уравнение Пуассона

$\Delta \varphi = 0$ ур-е Лапласа

1.13 Энергия взаимодействия системы зарядов

q_i q_k N -зарядов

$$W_{ik} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_i q_k}{r_{ik}}$$

$$W_p = \frac{1}{2} \sum_i \sum_k W_{ik} = \frac{1}{2} \sum_i q_i \left(\sum_k \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_k}{r_{ik}} \right) = \varphi_i$$

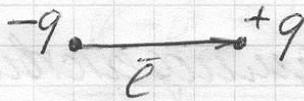
$$W_p = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N q_i \varphi_i$$

φ_i - потенциал, созд. всеми зарядами, кроме заряда q_i , в точке, где находится этот заряд q_i .

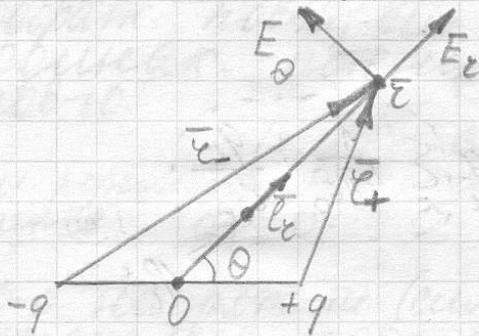
$$W_p = \frac{1}{2} \int_V \varphi dq = \frac{1}{2} \int_V \varphi \rho dV$$

1.14 Диполь электр. диполь.

Эл. диполь — система двух одинаковых по величине разноименных точечных зарядов $+q$ и $-q$, расст-е l между осев. зарядами $\ll r$ расст-я до расматрив. точки \gg диполь, коротк. диполь.



Ось диполя — прямая, прохожд. через заряды. Мом. диполя — вектор, соед. отриц. заряд с положит-м (\vec{p})



$$r_- \approx r + \frac{l}{2} \cos \theta$$

$$r_+ \approx r - \frac{l}{2} \cos \theta$$

$$\varphi(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{q}{r_+} - \frac{q}{r_-} \right) =$$

$$= \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{r_- - r_+}{r^2} \right) \rightarrow \equiv \vec{p}$$

$$\varphi(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q l \cos \theta}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q \cdot l \cdot \cos \theta}{r^2}$$

$$\vec{p} = q \vec{l} \quad \text{— дипольный момент}$$

$$\varphi(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{p \cos \theta}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\vec{p} \cdot \vec{e}_r}{r^2}$$

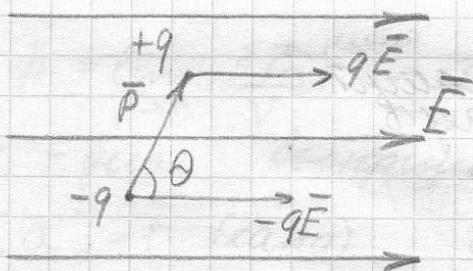
Потенциал поля диполя убывает $\sim r^{-2}$ (быстрее, чем заряда)

$$E_z = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\rho r \cos\theta}{r^3} = -\frac{\partial\varphi}{\partial z}$$

$$E_\theta = -\frac{\partial\varphi}{\partial\theta} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\rho r \sin\theta}{r^3}$$

$$E = \sqrt{E_z^2 + E_\theta^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\rho}{r^3} \sqrt{1 + 3\cos^2\theta}$$

1.15 Э. диполь в ЭС П



$$N = pE \sin\theta$$

$$\vec{N} = [\vec{p} \vec{E}]$$

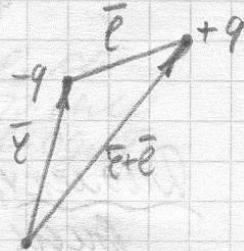
W_p - потенц. энергия диполя во внешнем ЭС П

$$W_p = -q\varphi(\vec{r}) + q\varphi(\vec{r} + \vec{l})$$

$$\varphi(\vec{r} + \vec{l}) \approx \varphi(\vec{r}) + l_x \frac{\partial\varphi}{\partial x} + l_y \frac{\partial\varphi}{\partial y} + l_z \frac{\partial\varphi}{\partial z}$$

$$W_p = q(\varphi(\vec{r} + \vec{l}) - \varphi(\vec{r})) = -q\vec{l} \vec{E}$$

$$W_p = -\vec{p} \vec{E} = -p \cos\theta E$$

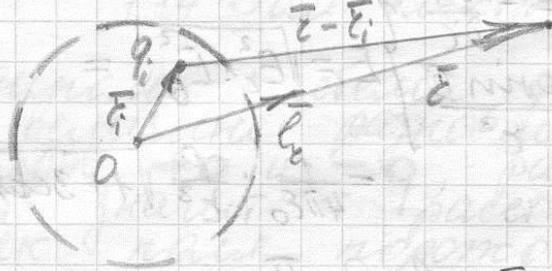


\vec{F} - сила, действ. со стороны ЭС П на диполь

$$\vec{F} = \nabla(\vec{p} \vec{E})$$

1.16 Стояк системы зарядов на больших расстояниях.

$$\varphi = \sum_{i=1}^N \varphi_i = \sum_{i=1}^N \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_i}{|\vec{r} - \vec{r}_i|}$$



$$|\bar{r} - \bar{r}_i| = r - \bar{r}_i \cdot \bar{r}_e$$

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\sum q_i}{r} + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{(\sum q_i \cdot \bar{r}_i) \cdot \bar{r}_e}{r^2}$$

дипольный момент системы зарядов

$$\bar{p} = \int_V \bar{E} \rho dV = \int_V \bar{E} \rho dV$$

1.17 Стамеризация диэлектриков.

Диэлектрик — в-во, не проводящее эл. ток

Виды диэл-в:

- неплавающие м-лы
- полимерные м-лы

стамеризация диэлектрика — процесс ориентации диполей или появл-е под действ. эл П ориентиров-х по полю диполей.

Виды полимеризации:

- деформационная (электронная) неплавити.
- ориентационная полимерн.
- ионная

1.18 Померуван-тв. Стае
внутри диэлектрика

\bar{p} - померу-тв

Померу-тв - дипольный момент ед-це
объёма

$$\bar{p} = \frac{\sum \bar{p}_i}{V}$$

$$\bar{p} = \lim_{V \rightarrow 0} \frac{\sum \bar{p}_i}{V} \quad \bar{p} = \chi \epsilon_0 \bar{E}$$

χ - диэл. восприимчивость в-ва

$$[\chi] = 1 \text{ (капа)} \quad \chi > 0$$

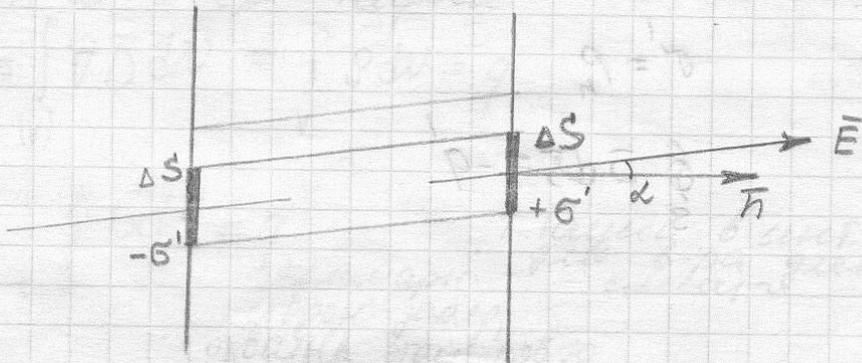
Свободный (свободный) заряд - заряд, кот.
находится за пределами диэлектрика
наход-ся внутри диэл-в, но не входит
в состав его мол-л.

Связанный заряд - заряд, входящ. в
состав мол-л диэлектрика

$$\bar{E} = \bar{E}_0 + \bar{E}'$$

стор. свей.

1.19 Свезь померуов-тв со
свей. зарядом.

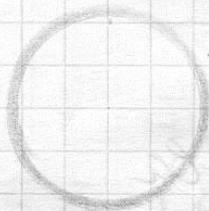


$$P \Delta V = P \Delta S l \cos \alpha = \sigma' \Delta S l$$

$$P \cos \alpha = \sigma'$$

$$\boxed{\sigma' = P_n}$$

— верна всегда
проекц. σ -ра попереч-ти на
нормаль к mn -ти gnm -ка



$$q'_{\text{внеш}} = \oint \bar{p} d\bar{s}$$

$$q' = -\oint \bar{p} d\bar{s}$$

$$q' = \int_V \rho' dV$$

$$\int_V \rho' dV = -\oint \bar{p} d\bar{s} = -\int_V \nabla \bar{p} dV$$

связь попереч-ти
со связ. зарядности

$$\boxed{\nabla \bar{p} = -\rho'}$$

связь попереч-ти с
объемн. плотн-ю заряда.

23.09.03.
лекц. 5

$$\sigma' = P_n$$

$$\oint_S \bar{p} d\bar{s} = -q'$$

$$\nabla \bar{p} = -\rho'$$

1.20 Вектор электрического смещения

$$\nabla \bar{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \Rightarrow \nabla \bar{E} = (\rho + \rho') \cdot \frac{1}{\epsilon_0} = \frac{1}{\epsilon_0} (\rho - \nabla \bar{p}) \Leftrightarrow$$

Г. Гаусса, ρ - объем. пл-ть сторон зарядов, ρ' - " " " связан. зар-в.

$$\nabla \bar{D} = \rho, \quad \rho - \text{плотность, } \bar{p} = \chi \epsilon_0 \bar{E}$$

в-р электр. смещ.

$$\Leftrightarrow \nabla(\epsilon_0 \bar{E}) + \nabla \bar{p} = \rho$$

$$\nabla(\epsilon_0 \bar{E} + \bar{p}) = \rho$$

используем
эв. только
сторонние
заряды

$$\boxed{\bar{D} \equiv \epsilon_0 \bar{E} + \bar{p}} =$$

в вакууме $\bar{p} = 0$
диэлектр. прониц. диэлектр.

$$= \epsilon_0 \bar{E} + \chi \epsilon_0 \bar{E} = (1 + \chi) \epsilon_0 \bar{E} = \epsilon \epsilon_0 \bar{E}$$

справедливо для изотропной диэлектрика

в-ра \bar{D} и \bar{E} сонаправленные.

$$\epsilon \equiv 1 + \chi \geq 1$$

в вакууме $\chi = 0$

$$[D] = \frac{кл}{м^2}$$

Восп-во теор. Гаусса

$$\oint_S \bar{D} \cdot d\bar{s} = \int_V \nabla \bar{D} \cdot dV = \int_V \rho \cdot dV = q$$

$$\oint_S \bar{D} \cdot d\bar{s} = q$$

Г. Гаусса в инт. ф-ме для в-ра электр. смещ-я
суммарн. эквив. заряд, охватыв. этой пов-ю

Линии вектора E могут начинаться и заканчиваться на свободных зарядах (сторон. и связ.), а линии вектора D могут начинаться и заканчиваться только на сторонних зарядах.

$$\oint_S \vec{E} d\vec{s} = \frac{q+q'}{\epsilon} = \frac{q - \oint_S \vec{P} d\vec{s}}{\epsilon} =$$

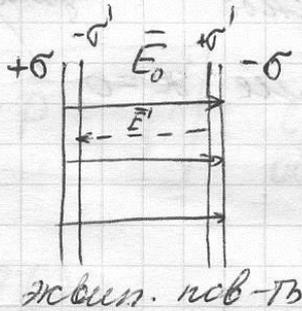
$$= \frac{q - \oint_S \chi \epsilon_0 \vec{E} d\vec{s}}{\epsilon} = \frac{q}{\epsilon_0} - \oint_S \chi \vec{E} d\vec{s}$$

только для изотропн. диэл.

$$\epsilon \oint_S \vec{E} d\vec{s} = \frac{q}{\epsilon_0} \Rightarrow \boxed{\oint_S \vec{E} d\vec{s} = \frac{q}{\epsilon \epsilon_0}}$$

Т. Галуа для диэлектрика

Пример: ①



$$\vec{D}_0 = \epsilon_0 \vec{E}_0$$

$$E_0 = \frac{\sigma}{\epsilon_0}$$

$$E = E_0 - E' = E_0 - \frac{\sigma'}{\epsilon_0} = E_0 - \frac{P}{\epsilon_0} =$$

$$= E_0 - \frac{\chi \epsilon_0 E}{\epsilon_0} = E_0 - \chi E$$

$$E_0 = \epsilon E$$

$$\epsilon = \frac{E_0}{E}$$

во ск-ко рау ослаби-ся поле в диэлектрике

$$\bar{D}_0 = \epsilon_0 \bar{E}_0 = \epsilon \epsilon_0 \bar{E} = \bar{D}$$

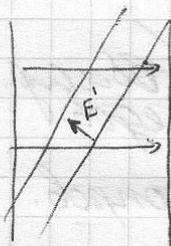
диэл-к не изменил
в ра диэл-к элемент

Можно показать, что в случае однородного диэлектрика, заполн. все пространство между электр. пов.ми поле есть равномер., если-ся уст-е

$$\bar{D} = \bar{D}_0$$

$$\epsilon = \frac{E_0}{E}$$

2



$$\bar{D} \neq \epsilon_0 \bar{E}$$

1.21 Условия на границе 2х диэл-в

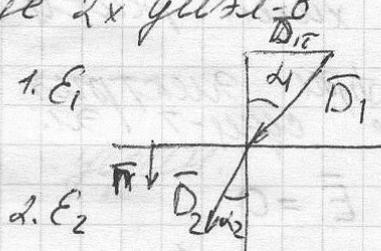
$$\nabla \cdot \bar{D} = \rho$$

$$[\nabla \cdot \bar{E}] = 0$$

$$E_{\tau} = \frac{D_{\tau}}{\epsilon \epsilon_0}$$

$$E_{\tau 1} = E_{\tau 2}$$

танг. сост. \bar{E}



$$\frac{D_{\tau 1}}{D_{\tau 2}} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}$$

$$D_{2n} - D_{1n} = \sigma$$

$$P_{2n} - P_{1n} = -\sigma$$

$$\sigma = 0$$

$$D_{1n} = D_{2n}$$

$$\frac{E_{1n}}{E_{2n}} = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}$$

на границе
раздела не существует
стор. зарядов

$$\frac{\rho_{d1}}{\rho_{d2}} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \quad \text{из сооп.}$$

V 1.22 проводники в ЭС П

Свободными наз-ся ЭС заряды, кот.
могут перемещаться по
всей объему в-ва.

Проводник - тело, провод. ЭЛ. ток, облада-
ющее как-то свобод. зарядов.

- металл - перенос эл-в не сопро-
в. хим. превращ.
- электролиты - перенос электр-в с хим.
хим. реакц.

ЭЛ. электрич. равнов-ие в проводнике
не существует ЭЛ. поле.

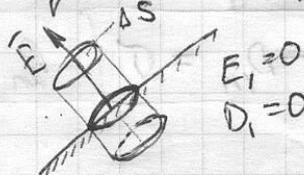
$$1) \bar{E} = 0$$

$$\varphi = \text{const}$$

2) направл-е поля г.д. \perp поверхности.

$$\bar{E} = \bar{E}_n$$

$$E_{\tau} = 0$$



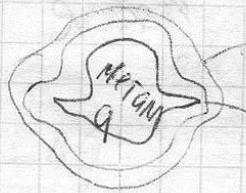
$$D \Delta S = \sigma \Delta S$$

$$D = \sigma$$

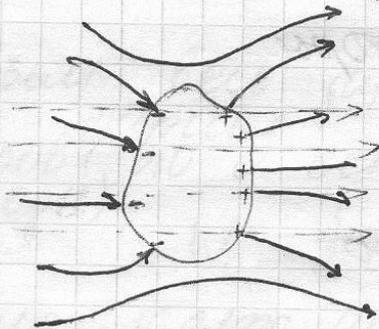
у пов-ти проводника
свободн. зарядов.

в р-не = поверх. пл-ти

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon \epsilon_0}$$



→ вып-ти
на вып-ти
зарядов больше →
напр. больше.



$$\sigma = D$$

Электрост. индукция
заряды - циркулируют

1.23 Емкость черн. проводника

Коэф. между зарядом и потенциалом
емкостью

$$q = C\varphi \quad C = \frac{q}{\varphi}$$

$$\Delta q = C \Delta \varphi \quad C = \frac{\Delta q}{\Delta \varphi}$$

$$[C] = 1 \Phi = \frac{q \cdot d}{1 B}$$

$$\bar{D} = \epsilon \epsilon_0 \bar{E}$$

$$D \cdot 4\pi r^2 = q$$

$$D = \frac{q}{4\pi r^2} \quad ; \quad E = \frac{q}{4\pi \epsilon_0 r^2}$$

$$\varphi = \int_R^{\infty} E dr = \frac{q}{4\pi \epsilon_0} \int_R^{\infty} \frac{dr}{r^2} = \frac{q}{4\pi \epsilon_0} \cdot \frac{1}{R}$$

$$C = 4\pi \epsilon_0 R$$

1.24 Конденсаторы.

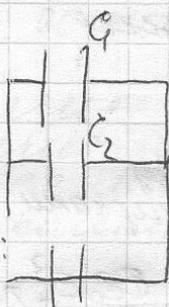
$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2}$$

$$C = \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{d} \quad \text{плоский}$$

$$C = \frac{2\pi \epsilon \epsilon_0 l}{\ln R_2/R_1} \quad \text{цилиндр}$$

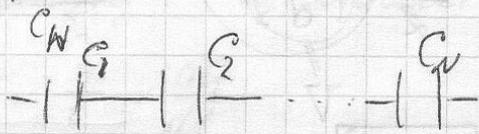
$$C = \frac{4\pi \epsilon_0 \epsilon \cdot R_1 R_2}{R_2 - R_1} \quad \text{сферами}$$

25.09.03
лекц. 6



$$C = C_1 + C_2 + \dots + C_N$$

а



$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_N}$$

1.25 Энергия заряд-го конденсатора-го проводника.

заряд: Δq

$$W_p = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N q_i \varphi_i$$

Разобьем весь заряд на Δq_i ($q = \sum \Delta q_i$),
то энергия Δq_i взаимодейств. с всех зарядов (это и есть заряд q энергии Δq_i проверн.)

$$W_p = \frac{1}{2} \sum \Delta q_i \varphi = \frac{1}{2} q \varphi$$

энергия заряд. конденсатора-ка

$$C = \frac{q}{\varphi} \Rightarrow W_p = \frac{C \varphi^2}{2} = \frac{q^2}{2C}$$

1.26 Энергия заряд. конденсатора-ра.

$$W_p = \frac{1}{2} (q \varphi_+ - q \varphi_-) = \frac{1}{2} q \Delta \varphi = \frac{C \Delta \varphi^2}{2} = \frac{q^2}{2C}$$

ЭОЭО.ОС
Э.И.И.И.

1.27 Плотность энергии ЭсП.

$$C = \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{d}$$

$$W_E = \frac{C \Delta \varphi^2}{2} = \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{2} \left(\frac{\Delta \varphi}{d} \right)^2 V = \frac{\epsilon \epsilon_0 E^2}{2} V$$

E между обкладками

Объемн.
пл-ть
энергии

$$w_E = \frac{W_E}{V} = \frac{\epsilon \epsilon_0 E^2}{2}$$

$$w_E = \frac{\vec{E} \vec{D}}{2} = \frac{\vec{E} (\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P})}{2} = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} + \frac{\vec{E} \vec{P}}{2}$$

об-з пл-ть энергии нал в вакууме

на полноту-ю диэлектрик.

VI 1.28 Электрический ток. Сила и плотность тока.

Электрич. ток — упорядоч-е (направленное) движение зарядов.

Ток проводим-ти — упорядоч. движение своб-х зарядов.

Эти процессы в пространстве макротел тоже возник-т э. ток — он наз-ся конвекционным.

Зарядч. частицы способ. перемещ-ся упорядочено — носители.

Для возник-я и сущ-я эл. тока:

- наличие своб. зарядов
- наличие электр. поле (по теории расход-ся на упорядоч-е дв-е зарядов, но она компенсиру-ся)

За направл-е приняты дв-е напр-е зарядов.

$$I = \frac{q}{t} = \frac{dq}{dt}$$

кол-во зарядов, проход. через поперечн. сечение провод. в един. времени.

$$[I] = 1A = \frac{1Кл}{1с}$$

Физ. величина, опред. силой тока, проходящего через \perp площади поперечн. сечения проводника \perp направл. тока наз-ся плотностью эл. тока.

$$j = \frac{dI}{dS_{\perp}}; \quad [j] = \frac{A}{м^2}$$

плотн. ~~тока~~ тока - вект. величина, направл. в-ра плотн. эл. тока совнар. с упорядоч. направл. напр-е зарядов

Плотн. эл. тока - вр. числ. равный току, проход. через ср. площадь \perp напр. двит-я плотности зарядов.

$\langle \bar{v} \rangle$ - сред. ср-н упорядоч. двит-я зарядов в проводнике.

концентр. носий. n
заряд носий. e

$$I = en S \langle \vec{v} \rangle dt / dt = en \langle \vec{v} \rangle S.$$

$$\vec{j} = en \langle \vec{v} \rangle = S \langle \vec{v} \rangle$$

$$I = \int_S \vec{j} d\vec{s}$$

1.29 Уравне непрерыви

зубит.



$$\int_V \nabla \cdot \vec{j} dV = \oint_S \vec{j} d\vec{s} = - \frac{dq}{dt} = - \frac{d}{dt} \int_V \rho dV =$$

$$= - \int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV$$

$$\boxed{\nabla \vec{j} = - \frac{\partial \rho}{\partial t}} \text{ ур-е непрерыви.}$$

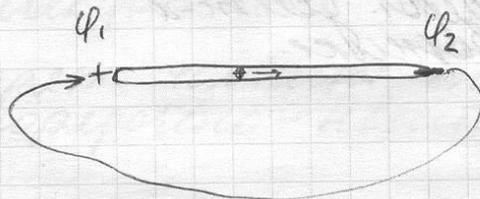
Для пост. тока: $\nabla \vec{j} = 0$ (нет источников)

Меняет ~~то~~ в-ра плотности эл. тока j в
пост. тока замкнутое

1.30 Сторонние силы.

Электродвиг. сила. Напряженность.

Если в цепи на заряде действ. только сила
электростат. характ-ра, то ток самогь не будет.



Чтобы поддерж. силу тока в цепи
 необх. силы (не электрост. природой), способн.
 перемещать заряд со стороны с меньшей
 потенц. в сторону с большей потенц.
 Эти силы (не кулоновские) не электрост.
 происх-я, действ. на заряды со стор. истока
 тока на-се сторонними.

Велич., равная работе стор. сил над
 единичн. сторонним зарядом на-се
 ЭДС, действ. в цепи или на участке
 цепи.

$$[\mathcal{E}] = \frac{[A_{\text{стор}}]}{[q]} = \frac{\text{Дж}}{\text{Кл}} = \text{В}$$

$$\vec{F}_{\text{стор}} = q \vec{E}_{\text{ст}} \quad ; \quad \vec{E}_{\text{ст}} = \frac{\vec{F}_{\text{стор}}}{q} \quad \text{направл-ть}$$

поле стор. сил

$$\vec{F} = q \vec{E}$$

$$A_{\text{ст}} = \oint_L \vec{F}_{\text{ст}} d\vec{l} = q \oint_L \vec{E}_{\text{ст}} d\vec{l}$$

циркуляц.
 поле стор.
 сил - ЭДС во
 всей замкн.
 цепи.

$$A = \oint \vec{F} d\vec{l} = q \oint \vec{E} d\vec{l}$$



$$E_{12} = \int_1^2 \vec{E}_{\text{ст}} d\vec{l}$$

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_1^2 \vec{E} d\vec{l} \quad \text{где } \vec{E}_{\text{ст}} \parallel$$

Работа сил на участке 1-2

$$A_{12} = q_0 \int_1^2 \vec{E}_{cs} d\vec{e} + q_0 \int_1^2 \vec{E} d\vec{e}$$

$$A_{12} = q_0 (\varphi_1 - \varphi_2) + q_0 E_{12}$$

$$\frac{A_{12}}{q_0} \equiv U_{12} \equiv \varphi_1 - \varphi_2 + E_{12}$$

Напряж-е на участке 1-2 равно
 сум. велич. сил, равная работе
 сил на пути 1-2 и сторонних
 по полю 1-2

Уч-к цепи, на кот. не действ. стор.
 сил - на ср. однородном, иначе - неоднор.

$$U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 \text{ для однор. уч. цепи.}$$

2.4 1.31 Закон Ома для
 однор. уч-ка цепи.

$$I = \frac{1}{R} U = \frac{U_{12}}{R_{12}} = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{R_{12}}$$

$[R] = [\text{ом}]$ сопротивл-е

$$R = \left(\frac{\rho}{S} \right) l$$

уч. сопротивл.
 Проверн.

$$l = \frac{1}{273}$$

$$\rho = \rho_0 (1 + \alpha t)$$

ρ_0 - уч. сопротивл.
 при 0°C.

$$P = d\varphi_0 T$$

$$R_{12} = \int_1^2 \rho \frac{dl}{S}$$

$$\frac{dl}{S} \rightarrow \vec{j}$$

$$j ds = \frac{E \cdot dl}{\gamma} = \frac{1}{\gamma} \frac{dl}{ds}$$

$$dR = \rho \frac{dl}{S} = \frac{1}{\gamma} \frac{dl}{ds} \rightarrow \boxed{\vec{j} = \gamma \vec{E}} \quad \text{закон Ома в групп. форме.}$$

2.5 Закон Ома для неогн. пр. цепи.

$$\vec{E}_z = \vec{E} + \vec{E}_{cr}; \quad \vec{j} = \gamma (\vec{E} + \vec{E}_{cr})$$

$$\vec{j} \rho = \vec{E} + \vec{E}_{cr}$$

$$\int_1^2 \vec{j} \rho dl = \int_1^2 \vec{E} dl + \int_1^2 \vec{E}_{cr} dl$$

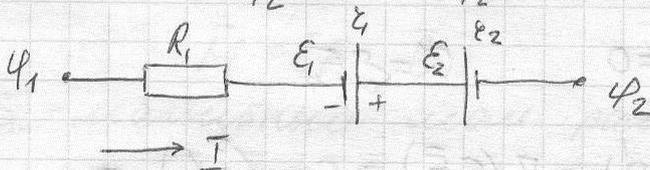
$$\int_1^2 \frac{j \rho dl}{S} = \int_1^2 \vec{E} dl + \int_1^2 \vec{E}_{cr} dl$$

$$I \int_1^2 \rho \frac{dl}{S} = U_1 - U_2 + \mathcal{E}_{12}$$

$$R_{12}$$

$$\boxed{I R_{12} = U_1 - U_2 + \mathcal{E}_{12} \equiv U_{12}}$$

$$I = \frac{U_1 - U_2 + \mathcal{E}_{12}}{R_{12}} = \frac{U_{12}}{R_{12}}$$



$$U_1 - I R_1 + \mathcal{E}_1 - I \mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2 - I \mathcal{E}_2 = U_2$$

$$\boxed{I = \frac{\mathcal{E}}{R}}$$
 Сила тока в замкн. цепи

\mathcal{E} - суммарн. ЭДС

R - суммарн. сопротивление цепи.

2.6 Мощность тока.

$$q = It$$

$$A_{12} = q \cdot U_{12} = I U_{12} t = (\varphi_1 - \varphi_2) I t + \mathcal{E}_{12} I t$$

$$P = (\varphi_1 - \varphi_2) I + \mathcal{E}_{12} I$$

$$dU = d\varphi ds$$

$\frac{d\ell}{ds}$ — направление
проводника

$$p = \vec{E} d\ell \cdot \vec{j} ds + \vec{E}_{\text{ср}} d\ell \cdot \vec{j} ds$$

$$\boxed{P_{\text{уп}} = \int (\vec{E} + \vec{E}_{\text{ср}}) \cdot \vec{j} ds}$$
 — где \vec{j} — направление
проводника.

$P_{\text{уп}}$ — мощность где дан. точки провод-ка.

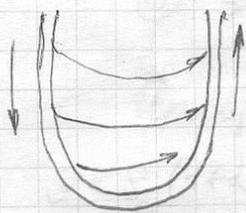
$$P_{\text{уп}} = \rho \cdot j^2$$

2.7 3-н Джозеф-Ленца

$$Q = A_{12} = I U_{12} t = I^2 R_{12} t \quad \text{3-н Дж-Л в инт. форме}$$

$$Q_{\text{уп}} = \rho j^2 \quad \text{— упрощ. теплота выдел. на ед. объема в дан. точке провод-ка}$$

2.8 Стат в проводнике с током



$$E_n \neq 0$$

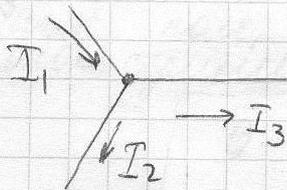
$$\sigma = \epsilon_0 E_n$$

$$(\rho + \rho') = \nabla (\epsilon_0 \vec{E}) = \epsilon_0 \nabla (\vec{j} / \kappa) =$$

$$= \frac{\epsilon_0}{\gamma} \cdot \underbrace{(\nabla \cdot \vec{j})}_0 + \epsilon_0 \vec{j} \cdot \nabla \left(\frac{1}{r} \right)$$

$$(\varphi + \varphi') = \epsilon_0 \vec{j} \cdot \nabla \left(\frac{1}{r} \right)$$

2.9 Формула Кирхгофа



$$1) \sum_{k=1}^n I_k = 0$$

Ал. сумма токов в узле равна нулю.

2) В любой замкнутой контуре, произвольно выбрав в разветвл. цепи, алгебр. сумма напряжений равна алгебр. сумме ЭДС соотв. ветвей этого контура

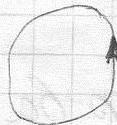
$$\sum_{k=1}^n I_k R_k = \sum_{k=1}^n E_k$$

VII

3. Магнитное поле.

3.1 Вектор магнитн. индукции

Магн. поле обнаруживается только по действию на движ. заряд и поворачив. движ. заряды.



\vec{I} рамка с током

\vec{M} - мех. момент

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

\vec{p}_m - магнитный мом. рамки с током

$$\vec{p}_m = I S \vec{n} = I \vec{S}$$

Символический характеристический магнитный момент называется вектор магнитного момента.

$$\vec{B} = \frac{M_{\max}}{P_m}$$

Магнитный момент в данной точке магнитного поля по абсолютной величине равен максимуму вращающего момента, действующего на рамку с ее магнитным моментом, при ее повороте в эту точку.

$$dF = I [d\vec{\ell}, \vec{B}]$$

$$B = \frac{1}{I} \cdot \frac{dF_{\max}}{d\ell}$$

7.10.03
лекция 7

$$\vec{M} = [P_m, \vec{B}]$$

$$[B] = \frac{H \cdot \mu}{A \cdot \omega^2} = 1 \text{ Тл}$$

$$B = \frac{M_{\max}}{P_m}$$

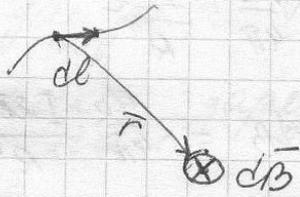
\vec{H} — вращающий момент (проводимости) электр. поле, характеристический магнитный момент.

$$\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}; \quad \mu - \text{магн. прониц. среда}$$

3.2 Закон Био-Савара-Лапласа.

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{[d\vec{\ell}, \vec{r}]}{r^3} \quad - \text{эмпирич. гр-ла}$$

Элем. проводящий стержень $d\vec{\ell}$ в т. прееграва с радиус-вектором \vec{r} создает магнитную индукцию

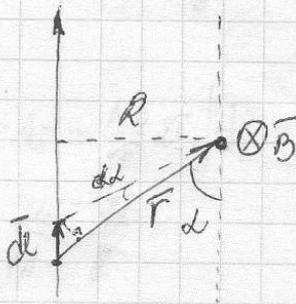


Для магн. поле тоже справедливы принципы суперпозиции.

Магн. поле, созд. всей системой токов равно сумме ~~магн.~~ магн. полей всех токов.

$$\vec{B} = \sum_{i=1}^N \vec{B}_i ; \quad \vec{B} = \int d\vec{B}$$

3.3 поле прямого и кругового тока.



$$dl \sin \alpha = r d\alpha$$

$$r \sin \alpha = R$$

$$r = \frac{R}{\sin \alpha}$$

$$\sin \alpha = \frac{R}{r}$$



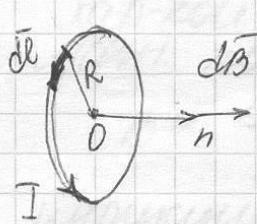
$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 I [dl, \vec{r}]}{4\pi r^3}$$

$$dB = \frac{\mu_0 I dl \cdot \sin \alpha}{4\pi r^2} = \frac{\mu_0 I R dl}{4\pi r^3} = \frac{\mu_0 I \sin \alpha dl}{4\pi R^2}$$

$$= \frac{\mu_0 I}{4\pi R^2} \frac{dl}{\sin \alpha}$$

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I}{R}$$

где $B_{\text{ср.}}$ — поле прямого проводн. с током I , состоящий на R .



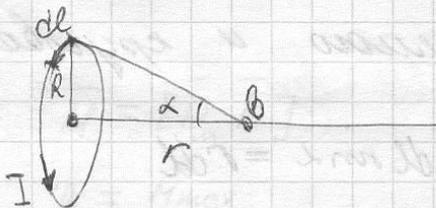
$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I dl}{R^2}$$

$$B = \int dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I \cdot 2\pi R}{R^2} =$$

$$= \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2\pi I R^2}{R^3} \text{ мал. мален}$$

$$\bar{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2\bar{p}_m}{R^3}$$

на осей проводн. с током.



$$\bar{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2\bar{p}_m}{r^3}$$

$$\bar{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{2\bar{p}}{r^3}$$

в системе токов можно охарактеризовать мал. диполь \bar{p}_m

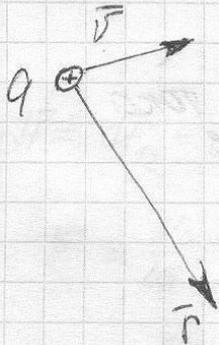
$$\bar{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{\bar{p}_m}{r^3} \sqrt{1 + 3\cos^2\alpha}$$

α - расстояние от контура до дан. точки провод.

$$\alpha = \bar{r}_m \hat{e}$$

3.4 Если движущаяся заряды.

Движ. электр. заряд вокруг себе сущ-т магн. поле



$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{q [\vec{v}, \vec{r}]}{r^3}$$

3.5 Циркуляция вектора магн. индукции.

$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \int \vec{B} d\vec{l} =$$

$$= \int \vec{B} r d\varphi = \frac{\mu_0}{4\pi} 2\pi \int d\varphi$$

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\pi I}{r}$$



$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 I$$

$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \sum_{k=1}^n I_k$$

теор. о циркуляции в-ра \vec{B}

циркуляц. в-кт. магн. индукц. численно равна произв-но магн. пост-и μ_0 на алг. сумму токов, охватываем. этим контуром. Помогит. смл. ток направл. кот. образует правой винт с направл. обхода по контуру при вычисл. циркуляц. по замкнут. контуру

$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \int_S [\nabla, \vec{B}] d\vec{s} = \mu_0 \int_S \vec{j} d\vec{s}$$

\vec{j} - плотн. тока

$$[\nabla, \vec{B}] = \mu_0 \vec{j}$$

з-н напного тока
в дигр. виде

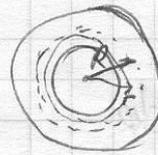
3.6 Магн. поле соленоида
и тороида.

М.п. беск. солен-да $B = \mu_0 n I$

n - число витков на ер. длины
 I - сила тока, протек. по катушке.

М.п. тороида

$$B = \mu_0 n I \frac{R}{r}$$

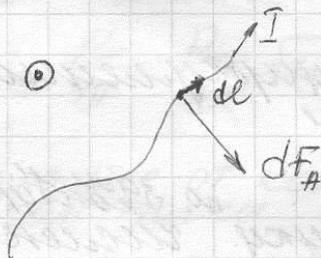


3.7 Сила ампера

$d\vec{l}$

$$d\vec{F}_\# = I [d\vec{l}, \vec{B}]$$

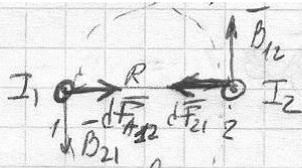
элемент силы



$$B = \frac{1}{I} \cdot \frac{dF_{\max}}{dl}$$

$$dF = I [dl, \vec{B}]$$

9.10.03
лекц. 8



Сила, действ. на эти два проводника.

$$d\vec{F} = d\vec{F}_{12} = d\vec{F}_{21}$$

$$\vec{B}_{21} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I_2}{R}, \quad R - \text{расст. между проводниками.}$$

$$\vec{B}_{12} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I_1}{R}$$

$$dF = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2I_1 I_2}{R} \cdot dl$$

элемент
сила, с кот. ~~2-го~~
проводника на элемент 1-го.
действ.

$\frac{dF}{dl}$ - сила, действ. на
ед. длины проводн.

$$\left(\frac{dF}{dl}\right) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I_1 I_2}{R} = 2 \cdot 10^{-7} \text{ Н}, \quad \text{то по кажд. из проводн. течет ток } I = 1 \text{ А, и расст-е между ними } 1 \text{ м.}$$

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Н}}{\text{А}^2} = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Тл} \cdot \text{м}}{\text{А}}$$

VIII 3.8 Сила Лоренца.

Сила, действ. на точечн. заряд, движущийся
в магн. поле.

$$dF = I [d\vec{e}, \vec{B}] = [I d\vec{e}, \vec{B}] = [j s d\vec{e}, \vec{B}] =$$

$$= [j s d\vec{e}, \vec{B}] = [j, \vec{B}] dV$$

Сила, действующая на элемент объема проводника.

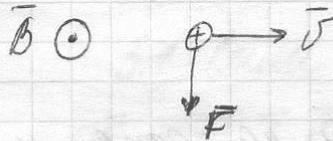
$$\vec{F}_{\text{эл. об.}} = [j, \vec{B}] = ne [\vec{v}, \vec{B}]$$

$$j = ne\vec{v}$$

$$\frac{\vec{F}_{\text{эл. об.}}}{\text{компл. об.} \rightarrow n} = \vec{F}_n = e[\vec{v}, \vec{B}]$$

Сила, действующая на движущийся заряд $\vec{F}_n = q[\vec{v}, \vec{B}]$

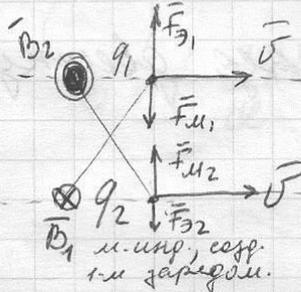
$$\vec{B} \perp \vec{F}_n \perp \vec{v}$$



$$\vec{F}_n = q\vec{E} + q[\vec{v}, \vec{B}]$$

Обобщенная сила Лоренца

Рассм. 2 точечных зарядов



$$v \ll c$$

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q[\vec{v}, \vec{e}]}{r^3}$$

мал. инп, созд. движ. зарядом

F_3 - эл. составл. действ. на конд. иу зарядов.

$$F_3 \equiv F_{31} = F_{32} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_1 q_2}{R^2}$$

$$F_M \equiv F_{M1} = F_{M2} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q_1 q_2}{r^2}$$

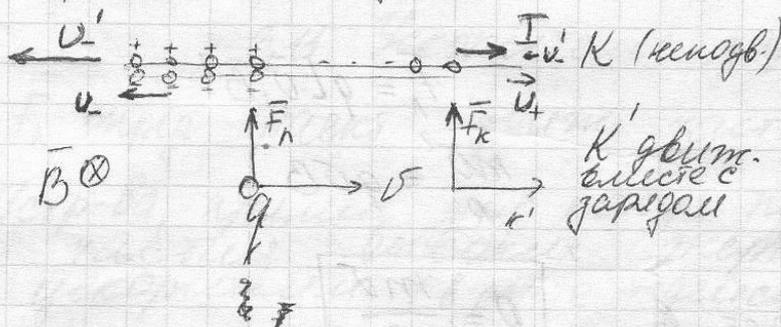
$$\frac{F_M}{F_3} = \frac{\mu_0 \epsilon_0 \cdot v^2}{1} \quad c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}$$

$$\frac{F_M}{F_3} = \frac{v^2}{c^2}$$

Малн. сила слабее кулоновской.
 малн. эф-т не сущ-л бы, если бы $c = \infty$.

3.9 Преобразов. Лоренца
 для электр. и малн. полей.

Малн.тн. гамма-е. свл. средств.
 закона Кулона.



Магнетизм Лоренца - релятив. эффект, появл. из-за сокращ-я.

Не существует электрического и магн. полей, существует единое Э-М поле.
 В разных С.О. правл. радиации составл-е этого поля.

В разных ИИ. С.О. электр. и магн. поля едина и той же совокуп-ти зарядов (движ. и в покое) кажутся различными при переходе от С.О. к ВК', движ. отн. к С.О. со скоростью вдоль оси X, преобразов. Лоренца для электр. и магн. полей

на эту же тему

$K \rightarrow K'$

$$E'_x = E_x$$

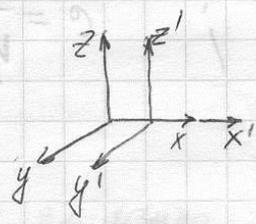
$$E'_y = \frac{E_y - vB_z}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

$$B'_x = B_x$$

$$B'_y = \frac{B_y + (v/c^2)E_z}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

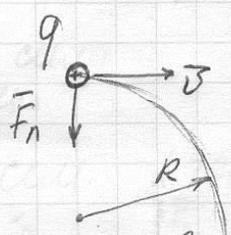
$$E'_z = \frac{E_z + vB_y}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

$$B'_z = \frac{B_z - (v/c^2)E_y}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$



3.10 Движ-е заряд. частицы в однород. магн. поле

⊙ \vec{B}



$$\vec{F}_n = q[\vec{v}, \vec{B}]$$

$$\frac{mv^2}{R} = qvB$$

$$R = \frac{mv}{qB}$$

Частица влетает в однород. магн. поле, при этом $B \perp v$

Отклон-е зав-т от заряда (+, -) частицы.

Время полного оборота

$$T = \frac{2\pi R}{v} = \frac{2\pi m}{q \cdot B}$$

Пусть угол $\vec{v} \perp \vec{B} = \alpha$

ск-ть разбив-ся на 2 составн. v_{\perp} и v_{\parallel}



$$v_{\perp} = v \sin \alpha$$

$$v_{\parallel} = v \cos \alpha$$

$$F_{\perp} = q v_{\perp} B \sin \alpha$$

$$R = \frac{m \cdot v_{\perp}}{q B} = \frac{m \cdot v \sin \alpha}{q \cdot B}$$

$$T = \frac{2\pi \cdot m}{q \cdot R}$$

Шаг спирали (расст, на к-ю частица совершает 1 оборот)

$$h = v_{\parallel} \cdot T = \frac{2\pi m v \cos \alpha}{q \cdot B}$$

направл. закручив. зав-т от знака заряда.

3.11 Ускорители заряд. частиц.

F_{\perp} опред. траект. движ. частицы в Э-М полех.

Устр-ва, примеен. для накал. пучков заряд. частиц высоких энергий наз-ся ускорителями. (в р-те действ. Э-М полех)

Видя, вызыв. ускорение $= \vec{F}_{\perp}$
но здесь нельзя считать, что масса не зав-т от скорости.

$$F = \frac{d(m_0 \gamma v)}{dt}$$

m_0 - масса покоя.

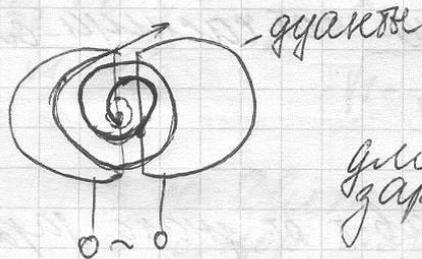
Ускоритель хар-се типом ускор-а, энергии, необход. для ускорения, интенсив. пучка.

В линейных ускор-ах траект-я - прямая, в циклотрон-ах - спираль и т.д.

1. Лин. ускор-ль (вдоль пучка с пуч. ... генератор)
2. Лин. резонанс. ускор-ль (перем. эл. поле сверхвыс. частоты)
3. Циклотрон (цикл. рез. ускор-ль пучк. частиц)

16.10.03
лекц

$$T = \frac{2\pi}{q} \frac{m}{B} \quad R = \frac{m}{q} \frac{v}{B}$$



Циклотрон предназначен для разгона массивных заряженных частиц (протоны, ...)

Для компенсации увелич. периода при т-е частоту электрич. напряж., коя. подается на деи, либо же меняя частоту можно применить фазировку.

Работают циклотрон-а резонансные ускор-ль тяжелых заряж. частиц, в коф. мал. поле соедт., а частота пучк. перем. эл. поле максим. 50. 1 ГэВ

Синхротрон-цикл. резонанс. ускор-ль

ультракоротков. электронов

Работают до 10 ГэВ

Синхротрон - ускоритель тяжелых
эл. частиц, обер. св-ва радиация и
синхротрона, частота поля и выш. магн.
инт. управл. магн. поле мен-ся орбитой,
чтобы радиусе ускор. частицы оста-ся
постоянным

Кванты в синх-не нет ускор. осущ.
эл. поле, сур. генер. магнет. мен-ся
частоты.

Работают до 500 ГэВ.

Бетатрон - циклич. индукц. ускор. электронов.
Уск-е осущ-ся за счет электр. вихревого
поля, ротор мен-ся во времени магн.
поле.



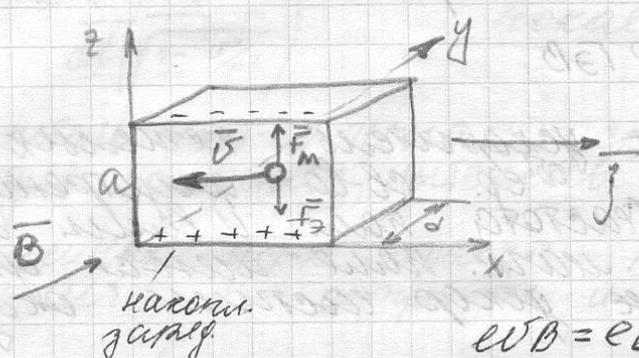
$$B = \frac{1}{2} \langle B \rangle$$

внутри
камеры

$$\langle B \rangle = \frac{\Phi}{S}$$

3.12 Эффект Холла.

Эф. Холла - возникнов. в металле (полупроводн.)
с током \vec{j} напряж. в магн. поле с индукцией \vec{B} электр. поле
в направл-нии, $\perp \vec{j}$, $\perp \vec{B}$



F_m - магн. составл. F_n
 F_a - электр. составл. F_n

$$\vec{F}_A = q\vec{E} + q[\vec{v}, \vec{B}]$$

$$e\vec{v}B = eE = e \frac{\Delta\varphi}{a}$$

$$vB = \frac{\Delta\varphi}{a}$$

$$j = env$$

$$v = \frac{j}{en} = \frac{I}{ens} = \frac{I}{enad}$$

$$\Delta\varphi = a v B = \frac{1}{en} \cdot \frac{IB}{d}$$

Хамовское ЭДС (разн. потенциалов)

$$\Delta\varphi = \frac{1}{en} \cdot \frac{IB}{d} = R \frac{IB}{d}$$

R - поэф. Холла

3.13 Контуры с токами в магн. поле.
 Магн. моменты в магн. поле.

$$\vec{F} = \oint I [d\vec{l}, \vec{B}] = I \int [f(d\vec{l}), B] = 0$$

рез. сила, действ. на контур с током в магн. поле

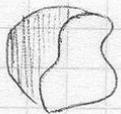
Контур с током хар-ся магнитным моментом.

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

мех. мом. стремится разв. рамку в магн. поле, чтобы в-р \vec{p}_m совп с вект. \vec{B}

$$\bar{p}_m = IS \vec{n} \text{ для плоского контура}$$

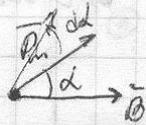
Если контур не плоский, то магн. мом. вычисл. по др-ле



$$\bar{p}_m = I \int \vec{d}\vec{s}$$

пов-ть, налегающая на контур
вект. суммар. не зав-т от вида пов-ти.

$$M = p_m B \sin \alpha$$



Работа, соверш. при повороте контура на $d\alpha$:
развернуть p_m на $d\alpha$:

$$\delta A = \bar{M} d\vec{\alpha} = M d\alpha = p_m B \sin \alpha d\alpha$$

направл. совпадет

Работа идет на увеличение потенц. энергии контура о токе в м.п.

$$\Delta W_p = \int \delta A = \int p_m B \sin \alpha d\alpha = -p_m B \cos \alpha + \text{const}$$

$$W_p = -\bar{p}_m \vec{B} = -p_m B \cos \alpha \quad \left(\begin{array}{l} \text{min, если } \alpha = 0 \\ \text{max, если } \alpha = \pi \end{array} \right)$$

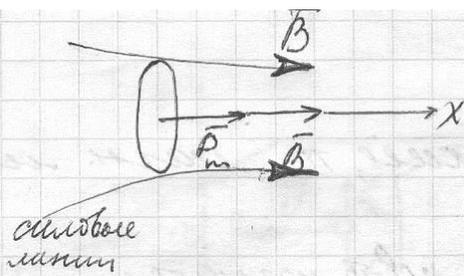
потенц. энергия контура с током в м.п.

$$W = -\bar{p} \vec{E} \quad \text{— потенц. энерг. фл. диполя}$$

вер. энергию магн. момента в магн. поле

$$\vec{F} = -\nabla W_p = \nabla (\bar{p}_m \vec{B}) = \vec{e}_x \left(p_m \frac{\partial B}{\partial x} \right) + \vec{e}_y \left(p_m \frac{\partial B}{\partial y} \right) + \vec{e}_z \left(p_m \frac{\partial B}{\partial z} \right)$$

вер-е для осей,
действие на рамку с током в магн. поле (в пределах рамки — одно и тоже)



$$F_x = P_m \frac{\partial B}{\partial x}$$

Мал. маг. диполь в маг. поле
 по полю вливается в область
 сильных поля

21.10.03
 лекция

§ 3.14 теорема Гаусса для МП

Кол-во линий м. инд. вхор. в дан. обл
 только равно кол-ву линий, выхор. из
 этой области.

$$\oint_S \vec{B} d\vec{s} \equiv 0$$

Поток вект. магн. инд. через замкн.
 пов-ть тотч. равен нулю.

Поток вект. магн. индукц. через пов-ть S
 огранич. нек-л замкн. контуром не зависит
 от вида этой пов-ти.

В див-и пропис: $(\oint_S \vec{a} d\vec{s} = \int_V \text{div } \vec{a} dV)$

$$0 \equiv \oint_S \vec{B} d\vec{s} = \int_V \text{div } \vec{B} dV$$

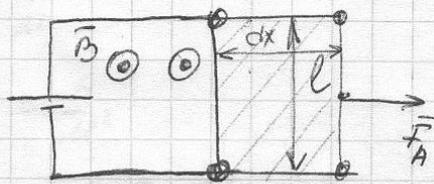
где $\text{div } \vec{B} \equiv 0$
 не зависит от объема

$\nabla \vec{B} = 0$ т. Гаусса в дивр. виде.

В природе не существует магнитн. зарядов

§.15 Работа по перемещению проводника и контура с током в м.п.

Рассм. проводн. в м.п. \perp в-ру магн. индр.



$$F_A = I l B$$

$$\delta A = \vec{F}_A dx = F_A dx = I B l dx = I B ds = I d\Phi$$

$$\delta A = I d\Phi$$

$$A = I \Delta \Phi$$

услов $I = \text{const}$

$$\delta A' = I d\Phi'$$

$$\delta A = I \int d\Phi' = I d\Phi$$

$$A = \int \delta A = I \Delta \Phi$$

при перемещ. замкн. контура в м.п. соверш. работу равную произвед-ю силы тока на инт-е магн. потока, пронизыв. контур.

$$d\Phi = \vec{B} d\vec{s}$$

§ 3.16 Намагниченность вещества

В-во способное под действ. внешн. МП намагничив., т.е. приобретает магн. моменты ($\neq 0$), наз-ся магнетиком (ч-во св-ва магнетика)

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}' \quad \text{макр. токаны}$$

свободн. ток,
свр. токаны
проводимости

$$\nabla \vec{B} = \nabla \vec{B}_0 + \nabla \vec{B}' = 0$$

$$\sum \vec{p}_{mi} \neq 0$$

$$\vec{p}_{mi} \neq 0 \quad \text{парамагн.}$$

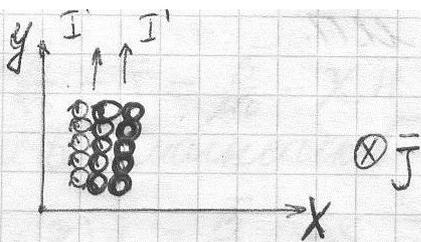
$$\vec{p}_{mi} = 0 \quad \text{диперпарамагн.}$$

$$\boxed{\vec{J} = \lim_{V \rightarrow 0} \frac{\sum \vec{p}_{mi}}{V} = n \langle \vec{p}_m \rangle}$$

на магн.

Ток намагничив. - суммарн. макроскопич.





$$j' = \frac{dI'}{dS} \quad \text{однородная плотность токов на магнитном в.}$$

$$[j'] = \frac{A}{m^2}$$

$$[j'] = \frac{A}{m^2}$$

3.17 Циркуляция вектора намагниченности.

$$\oint_L \vec{j} d\vec{l} = I' \Leftrightarrow \text{циркуляция вект. намагниченности равна результату тока на магн. контуре циркуляции.}$$

Теор. о циркул. в-ра намагн. в дифр форме:

$$\oint_L \vec{a} d\vec{l} = \int_S [\nabla \vec{a}] d\vec{s} \quad \text{т. Стокса}$$

$$\Leftrightarrow \int_S [\nabla \vec{j}] d\vec{s} = \int_S j' d\vec{s}$$

$$\boxed{[\nabla, \vec{j}] = j'}$$

3.18. Магнит-то м.т.

$$[\nabla \bar{H}] = \bar{j}$$

ток проводи.

$$\nabla \bar{D} = \rho$$

$$[\nabla, \bar{B}] = \mu(\bar{j} + \bar{j}') = \mu_0 \bar{j} + \mu_0 \bar{j}' = \mu_0 \bar{j} + \mu_0 [\nabla, \bar{j}]$$

$$\bar{j}' = [\nabla, \bar{j}]$$

$$[\nabla, \left(\frac{\bar{B}}{\mu_0} - \bar{j}\right)] = \bar{j}$$

$$\bar{H} \equiv \frac{\bar{B}}{\mu_0} - \bar{j}$$

$$\bar{B} = \mu_0(\bar{H} + \bar{j})$$

$$\oint_L \bar{B} d\bar{e} = \mu_0(I + I') = \mu_0 \oint_L \bar{H} d\bar{e} + \mu_0 \oint_L \bar{j} d\bar{e} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \oint \bar{H} d\bar{e} = I$$

$$[H] = \frac{A}{m}$$

3.19 магнитная восприимчивость и магнит. проницаемость

$$\bar{j} = \chi \bar{H}$$

χ - магнит.
восприимчив. (постоянная)
(безразмерная)

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \chi \vec{H}$$

Большинство магнетиков - слабомагнитные

$$(1 + \chi) \vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} \Rightarrow \vec{H} = \frac{\vec{B}}{(1 + \chi) \mu_0}$$

$$\vec{B} = \underbrace{(1 + \chi)}_{\substack{\text{магн.} \\ \text{прониц.} \\ \text{в-ва (магнетика)}}} \mu_0 \vec{H} = \mu \mu_0 \vec{H}$$

$\mu > 0$ (всегда)
если $\mu < 1$ ($\chi < 0$) - диамагнетики
для ферромагн. χ всегда, т.к. $\mu \gg 1$.

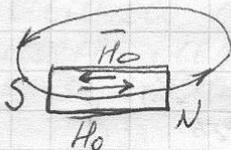
меньше напряж-ти магн. поле - аналог электр. полю.

Напряж-ть если орнор и шотрени. магнетик
так задается обем, ориент. по вти,
которые образованы линиями напряж-ти
магн. поля, то напряж-ть ~~магн.~~ внутр.
поля = напряж-ти внешнего.

$$\vec{H} = \vec{H}_0$$

$$\vec{B} = \mu \vec{B}_0$$

$$\begin{array}{c} \vec{H}_0 \\ \hline \vec{H} \\ \hline \vec{B} = \mu \vec{B}_0 \end{array}$$



$$\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}_b$$

размагничив. поле

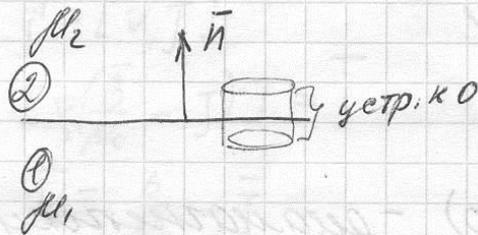
$$\vec{H}_b = -N \vec{J}$$

размагничив. фактор (зав-т от формы магнетика)

3.20 Условие на границе двух магнетиков.

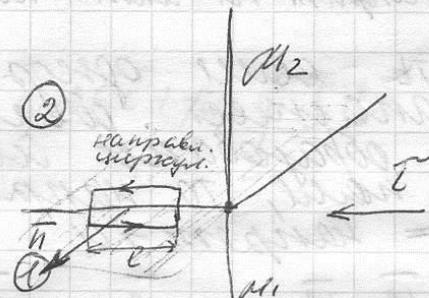
$$\oint \vec{B} d\vec{s} = 0 \quad \boxed{B_{2n} = B_{1n}} \text{ гранич. условие для } \vec{B}$$

конт. составл. магн. инт. на границе раздела двух магнетиков



Циркуляция вект. \vec{H} равна результир. току проводимости:

$$\oint \vec{H} d\vec{l} = I$$



Проекц. вект. \vec{H} на пов-ть раздела (тангент. составл.):

$$H_{2\tau} l - H_{1\tau} l = I$$

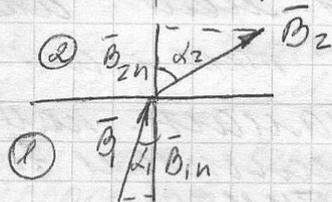
$$H_{2\tau} - H_{1\tau} = \left(\frac{I}{N} \right) \text{ лин. плотность токов проводимости (проекция токов проводимости на нормаль к пов-ти раздела).}$$

Если тоже проверим, не текут по пов-ти раздела магнетиков, то

$$\boxed{H_{2\tau} = H_{1\tau}}$$

$$\boxed{[\vec{n}, \vec{H}_2 - \vec{H}_1] = \vec{i}} \quad \text{в общем виде условия на гр. раздела магнетиков для } \vec{H}_1$$

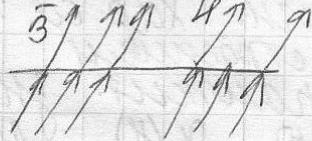
\vec{i} - мн. плотность поверх. тока проводимости



$$B_{2n} = B_{1n}$$

$$\boxed{\frac{\mu r_1}{\mu r_2} = \frac{\mu_1}{\mu_2}}$$

Токи проводимости по пов-ти раздела не текут тем больше проекция сред. тем больше угол с нормалью к пов-ти. линии напряж-ти на границе двух сред терпят разрыв (в обл. от \vec{B}) из-за поверх. токов намагнищев.

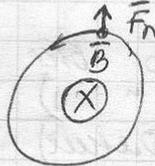


3.21 Физич. природа диа- и парамагнетизма.

Движась по орбите в простр-ве, e образ. орбитальный магн. момент m ; ~~а вращаясь вокруг себя~~ ~~образ.~~ образ. спиновый магн. (механик.)

(Диаммагнетизм пресечет \vec{B} -ву.

Магн. момент \vec{m} в-ва



Магн. поле в диаммагн. будет ослабл-ся.

4. Электромагнитная индукция.

4.1. Закон Фарадея.

В замкнутой проводимой контуре при изменении магн. потока, охватываемого этим контуром возникает эл. ток, назыв. индукционным током. (а след. — ЭДС индукции)

Индукц. ток всегда направлен так, чтобы противодейств. причине, его вызывающей.

(правило Ленца)

$\mathcal{E} = -\frac{d\Phi}{dt}$ ЭДС индукции
закон ЭМ индукции Фарадея
ЭДС индукции в контуре числ. равна скорости изм-я магн. потока с обратным знаком (по правилу Ленца)

30.10.03
лекция

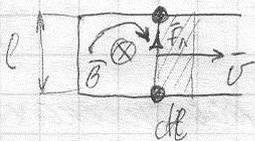
$$\mathcal{E}_i = -N \frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d\Psi}{dt}$$

$$N\Phi = \Psi \text{ (магнетосцепность)}$$

4.2. Формулы Э-М индукции

Рассм. «случай»:

а) контур движ. в постоянном однород. МП, перпендик. площ. контура.



$$\vec{F}_n = q[\vec{v}, \vec{B}]$$

$$\mathcal{E}_i = [\vec{v}, \vec{B}] l = vBl$$

на все конителн в проверн. действ. стороннее
сила лоренца.

1. Исходя из закона ЭМЦ.

$$\mathcal{E} = - \frac{d\Phi}{dt} = -B \frac{dS}{dt} = -vBl$$

$$dS = v dt$$

сила лоренца - стороннее сила, соэр. ЭДС итудуку.

2. контур неподвижен, магн. поле меняется
от времени.

3. на покалмсае замкеры сила лоренца не
действ.

Переходим. Вок времени магн. поле итудуку
себяи эи. поле (вихревое) - циркуляциел
ког. $\neq 0$. \Rightarrow ЭДС итудуку. в этом случае
поротрсае вихревоеи магн. полеи, ког.
поротрсаеи мененюи. во времени эи. т.
ЭДС по опред-ю

$$\mathcal{E}_i = \oint \vec{E}_0 d\vec{l} = - \frac{d\Phi}{dt} = - \frac{d}{dt} \int_S \vec{B} d\vec{S} =$$

$$= - \int \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S}$$

Аппликим т. Стокса.

$$\oint_L \vec{E}_0 d\vec{l} = \int_S [\nabla \times \vec{E}_0] d\vec{S} = \mathcal{E}_i$$

$$[\nabla \times \vec{E}_0] = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

ЭДС итудуку в покалмсаеи проводниках
в переменном МП.

инт-н от
кооп. не зав-т.
Заменим ис.
каск. преув.

вихревое \vec{E} поле непотенциально.
 Результир. напряж.:

$$\vec{E} = \underbrace{\vec{E}_a}_{\text{потенц. поле}} + \underbrace{\vec{E}_b}_{\text{вихревое поле}}$$

возьмем контур \vec{l} циркулируемо от лев. и прав.

$$\oint \vec{E} d\vec{l} = \oint (\vec{E}_a + \vec{E}_b) d\vec{l} = \oint \vec{E}_b d\vec{l}$$

4.3 Вихревые токи - Токи Фуко.

Токи, возникающие в массиве провод. материала при помещении его в переменное магн. поле наз-ся (вихревыми) токами Фуко.
 Направл. токов Фуко опред-ся правилами Ленца.

4.4 Явление самоиндукции.

Если в контуре течет ток, то там возникает магнитное поле, само в явн. и магн. поток через контур \Rightarrow ведет к возникн. ЭДС в этом же контуре. Это явл. наз-ся самоиндукцией.

Если в пространстве с контуром нет ферромагн. тел, то $\Phi \sim B \sim I$.

$$\Phi \sim I \Rightarrow \Phi = L I$$

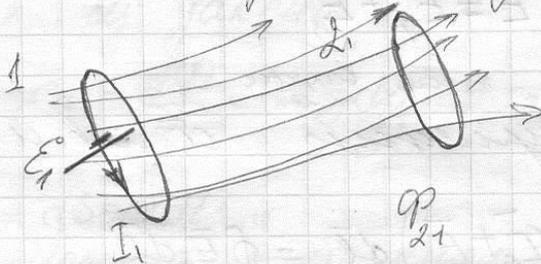
индуктивность контура

$$[L] = \frac{[\Phi]}{[I]} = 1 \frac{Вб}{А} = 1 Гн$$

3-й закон Фарадея: $\mathcal{E}_i = -L \frac{dI}{dt}$

4.5 взаимная индукция.

Рассм. 2 незав. контура



$$\varphi_{21} = I_1 L_{21}$$

φ_{21} — магн. поток, сскр. на контуре и пресеков. 2.

Пусть ток течет по 2-му контуру; тогда

$$\varphi_{12} = L_{12} I_2$$

$$L_{21} = L_{12} \quad (\text{по теор. о взаимности})$$

Если ток I_1 в 1-м контуре меняется, то в 2-м контуре наводится

$$E_{i1} = - \frac{d\varphi_{12}}{dt} = - L_{12} \frac{dI_2}{dt}$$

$$E_{i2} = - \frac{d\varphi_{21}}{dt} = - L_{21} \frac{dI_1}{dt}$$

Пусть в 1-м контуре есть еще источник ЭДС, тогда по 2-му контуру

$$I_1 R_1 = E_1 - L_{12} \frac{dI_2}{dt} - L_1 \frac{dI_1}{dt}$$

$$I_2 R_2 = E_2 - L_{21} \frac{dI_1}{dt} - L_2 \frac{dI_2}{dt}$$

E_1 и E_2 — сторонние ЭДС индукции в контурах 1 и 2.

L_1 и L_2 — индукции контуров 1 и 2

Лвл. возникн. ЭДС в одном из контуров при
изм-ии силы тока в другом нап-се
самоиндукцией.

Взаимн. индуктивн-ть - алгебр. величина.

4.6 Энергия магн. поля (ког. созд-е электр. тока)

Замкнем контур на ЭДС

$$IR = \mathcal{E}_0 + \mathcal{E}_S$$

самоинд.

$$\mathcal{E}_0 = IR - \mathcal{E}_S$$

$$\delta A^{\text{срп}} = \mathcal{E}_0 I dt = I^2 R dt - \mathcal{E}_S I dt \quad \ominus$$

$$\mathcal{E}_S = -L \frac{dI}{dt}$$

$$\ominus I^2 R dt + \underbrace{(LI dI)}_{\substack{\text{энергия, работа} \\ \text{ког. соверш.} \\ \text{српем. силой}}}$$

$$\delta A^{\text{дипол.}} = dW = LI dI = d\left(\frac{LI^2}{2}\right) \quad \left. \begin{array}{l} dW - \text{энергия} \\ \text{магн. поля тока} \end{array} \right\}$$

$$W = \frac{LI^2}{2} = \frac{\Phi I}{2} = \frac{\Phi^2}{2L}$$

Найдем энергию бесконеч. идеальн. соленоида:

$$H = nI$$

както
выжес на
ср. длины

$$B = \mu_0 n I$$

$$\Phi = BS; \quad \Psi = BSnl = BnV = LI$$

$$\mu\mu_0 H^2 V = L$$

$$W = \frac{B^2}{2\mu\mu_0} V$$

$$W = \frac{B^2}{2\mu\mu_0} = \frac{\vec{B} \cdot \vec{H}}{2}$$

через силовые
линии магн.
поля.

! справедливо для
нелинейных материалов

4.7 Магнитная энергия двух контуров с токами.

$$W = \left(\frac{L_1 I_1^2}{2} + \frac{L_2 I_2^2}{2} \right) + L_{12} I_1 I_2$$

собств. энергии
контуров

$$W = \frac{1}{2} \sum_{i,k=1}^n L_{ik} I_i I_k$$

$L_{ii} \equiv L_i$ инд-ть самого
контуров.

$$W = \int \frac{B^2}{2\mu\mu_0} dV$$

$$\vec{B} = \vec{B}_1 + \vec{B}_2$$

$$B^2 = B_1^2 + B_2^2 + 2\vec{B}_1 \cdot \vec{B}_2$$

$$\int \frac{dV B^2}{2\mu\mu_0} = \int \frac{B_1^2 dV}{2\mu\mu_0} + \int \frac{B_2^2 dV}{2\mu\mu_0} + \int \frac{\vec{B}_1 \cdot \vec{B}_2}{\mu\mu_0} dV$$

4.11.03
лекц.

4.8 Малое давление

Величина магн. поле сеч-е цилиндра на дх.

Работа $\delta A = p S dx$

p - давление сил, действ. на проводник с током.

$$dW = d\left(\frac{p}{2\mu_0} V\right) = \frac{B^2}{2\mu_0} S dx$$



$\delta A = dW$ (работа не эвл. магн. дур-и)

$p = \frac{B^2}{2\mu_0} = \frac{B^2}{2}$
давление сил диаметра на проводн.

Общая формула давл., оказываемого М.П. на проводник с током.

$$p = \left| \frac{B_1 H_1}{2} - \frac{B_2 H_2}{2} \right| = |w_1 - w_2|$$

основное ур-е магнито-гидродинамики.

объемн. плотность энергии.
обл-то с большей плотн-ю магн. энергии эвл. обл-то с больш. p

5. Уравнение Максвелла.

Основные теории Макс. (Т.М.)

5.1 Основные характеристики Т.М.

- 1) Теория Максв. - обобщение $\nabla \cdot \vec{E} = \rho$ Гаусса, $\nabla \times \vec{E} = -\dot{\vec{B}}$ циркуляции напряж-ти М.П. и закона ЭМ индукции. позволяет оперед. хар-ки \vec{E} и \vec{B} магн. поле (В и \vec{E} , \vec{H} и \vec{D}) по распредел. эл. зарядов и токов.
- 2) Теория Максв. эвл. феноменология (описыв. эвл-я) физические
- 3) Т.М. эвл. макроскопич-и
- 4) Т.М. рассматрив. усредненные по объему поле.

5.1 ТМ является теория близкого действия

5.2 Вихревое Э. поле (ЭП)

по Максвеллу магнит. во времени ЭП порождает вихревое ЭП.

$$\oint_{\text{вихревое ЭП}} \vec{E} d\vec{l} = - \frac{d\Phi}{dt} = - \frac{d}{dt} \left(\int_S \vec{B} d\vec{S} \right) = - \int \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S}$$

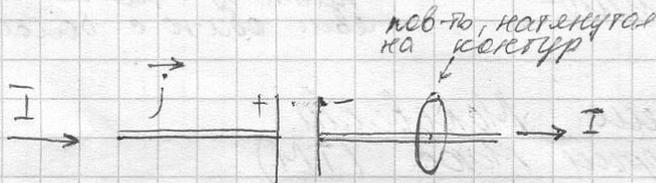
$$\vec{E} = \vec{E}_g + \vec{E}_{\text{вихревое}}$$

\vec{E}_g - потенциально (электро-статич. поле)

$$\oint \vec{E} d\vec{l} = - \int \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S} \quad \text{чр-е ЭМД}$$

первое уравнение Максвелла.

5.3 Сток смещения.



Рассм. заряжающ-ся конденсатор

$$\oint \vec{H} d\vec{l} = I$$

только для конст. тока

меняющ-ся во времени Э. поле и есть ток смещения как тока вл. порождение магн. поля (как и ток проводимости)

$$\int_{\text{плещ. площ. проводим.}} \vec{j} d\vec{S} = I = \frac{dq}{dt} = \frac{d}{dt} \int \sigma dS = \frac{d}{dt} \int \vec{D}_n d\vec{S} = \int \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} d\vec{S}$$

\vec{D} - поверх. м.т.б. заряда

D_n - проекция на нормаль к dS

$$\boxed{\vec{j}_{\text{ампл}} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}}$$

= скор-ти измен-я вектора эл. смещения.

плотность тока смещения.

$$\vec{j}_{\text{ампл}} = \vec{j} + \vec{j}_{\text{ампл}}$$

↑↑ проводим.

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} + \vec{P}$$

будем разрабатывать детерминант.

из всех физич. св-в току смещения присуще только понятие М.П.

$$\boxed{\vec{j}_{\text{ампл}} = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{P}}{\partial t}}$$

в диэлектрик

ток намагничив.

5.4 Закон полного тока.

$$\vec{j}_{\text{полн.}} = \vec{j} + \vec{j}_{\text{ампл.}} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = \vec{I}_{\text{полн.}} = \int_S \vec{j}_{\text{полн.}} d\vec{S} = \int_S \left(\vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) d\vec{S}$$

закон полного тока

второе уравн-е Максвелла.

5.5 Система уравнений Максвелла.

$$1. \oint_L \vec{E} d\vec{l} = - \int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S}$$

Уравнение Максвелла

$$2. \oint_L \vec{H} d\vec{l} = \int_S \left(\vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) d\vec{S} \quad (1)$$

в интегр. форме.

$$3. \oint_S \vec{D} d\vec{S} = \int_V \rho dV$$

$$4. \oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0$$

$$\vec{E} = \text{const}$$

$$\vec{B} = \text{const}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \oint \vec{E} d\vec{l} = 0 \\ \oint \vec{H} d\vec{l} = \vec{I} \\ \oint \vec{D} d\vec{S} = q \\ \oint \vec{B} d\vec{S} = 0 \end{array} \right.$$

Для стационарного полн.
ЭМП распадается на две
составн., не зависящие
др. от друг. др.

В дивр. форме (по теор. Стокса)

$$1. [\nabla \vec{E}] = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$2. [\nabla \vec{H}] = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2)$$

$$3. \nabla \vec{D} = \rho$$

$$4. \nabla \vec{B} = 0$$

Чтобы две системы (1), (2) были эквив-нт,
введем граничные усл-я.

$$\left\{ \begin{array}{l} D_{1n} = D_{2n} \\ E_{1\tau} = E_{2\tau} \\ B_{1n} = B_{2n} \\ H_{1\tau} = H_{2\tau} \end{array} \right.$$

Если среда однородна и поле меняется
не слишком быстро и в окрест. среде
нет ферромагн. и сегнетоэлектр-в. ($\epsilon \neq \text{const}$),

10 - материальное уравнение:

$$\vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E}$$

$$\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}$$

$$\vec{j} = \chi \vec{E}$$

χ - ур. проводим. среды.

5.6 свойства уравнений Максвелла.

1. Ур-е Максв. линейные
2. Ур-е Максв. содержит ур-е непрерыв-ти.

$$\oint_S \vec{j} \cdot d\vec{s} = - \frac{dq}{dt}$$

3. Ур-е Максв. не меняют относит. преобразов-и Лоренца.

4. Ур-е Максв. имеет существование
ЭМ волн, ур-е Максв. ЭМП распространяются в пространстве с конечной скоростью.
ЭМП существуют даже без зарядов и без токов.

5. Свет - ЭМ волна.

5.7 скалярный вид уравнений Максвелла.

8.11.03
лекция 12

$$\left[\begin{array}{l} \nabla \cdot \vec{E} = - \frac{\partial \rho}{\partial t} \\ \nabla \cdot \vec{D} = \rho \\ \nabla \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\ \nabla \times \vec{B} = 0 \end{array} \right. \Leftrightarrow$$

$$\left[\begin{array}{l} [\nabla \cdot \vec{E}]_{xyz} = - \frac{\partial \rho_{xyz}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \vec{D} = \rho \\ [\nabla \times \vec{H}]_{xyz} = \vec{j}_{xyz} - \frac{\partial \vec{D}_{xyz}}{\partial t} \\ \nabla \times \vec{B} = 0 \end{array} \right. \Leftrightarrow$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -\frac{\partial B_x}{\partial t}$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -\frac{\partial B_y}{\partial t}$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -\frac{\partial B_z}{\partial t}$$

$$\frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z} = \rho$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial x} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = j_x + \frac{\partial D_x}{\partial t}$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = j_y + \frac{\partial D_y}{\partial t}$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = j_z + \frac{\partial D_z}{\partial t}$$

$$\frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0$$

Чтобы система стала полной, необх. добавить материальные уравн-я.

$$\vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E}$$

$$\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}$$

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

Э-М волны и оптика.

1. Э-М волны

1.1. Волновое ур-е для Э-М поля.

Сущ-е э-м волн \Rightarrow из ур-я Максвелла.

Рассм. неограниченную $\rho=0$, непроводящую $\vec{j}=0$, однородную $\epsilon=\text{const}$, $\mu=\text{const}$

$$\left. \begin{aligned} [\nabla \bar{E}] &= -\mu \mu_0 \frac{\partial \bar{H}}{\partial t} \Rightarrow [\nabla [\nabla \bar{E}]] = -\mu \mu_0 \text{rot} \frac{\partial \bar{H}}{\partial t} = -\mu \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} [\nabla, \bar{H}] \end{aligned} \right\}$$

$$\nabla \bar{E} = 0$$

$$\left. \begin{aligned} [\nabla \bar{H}] &= \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} \\ \nabla \bar{B} &= 0 \end{aligned} \right\}$$

$$\Leftrightarrow -\varepsilon \mu \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2}$$

$$[\nabla [\nabla \bar{E}]] = \nabla (\nabla \bar{E}) - \Delta \bar{E}$$

$$\Delta \bar{E} = \varepsilon \mu \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} \quad c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$$

$$\boxed{\frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial z^2} = \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2}} \quad \text{волновое ур-е для } \bar{E}$$

$$\boxed{\frac{\partial^2 \bar{H}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{H}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{H}}{\partial z^2} = \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 \bar{H}}{\partial t^2}} \quad \text{волновое ур-е для } \bar{H}$$

Фазовая скорость решения волнов. ур-и: $v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon \mu}}$

в вакууме: $v = c$, т. $\varepsilon = \mu = 1$.

Решение волн. ур-я (общее) $\bar{E}(\vec{r}, t) = \bar{E}(\omega t - \vec{k} \vec{r} + L)$

ω -циклич. частота колеб-ий $\omega = 2\pi \nu$

$$\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{n}$$

L -фаза колебаний (в нач. координат в нач. мом. времени)

Для \vec{H} : $\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \alpha)$

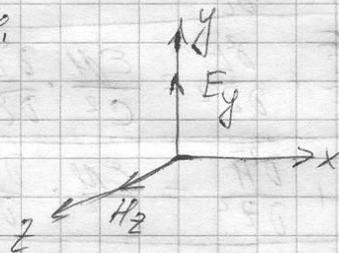
Эти поле может быть в виде элм волны.
в-ра $\vec{E}, \vec{H}, \vec{D}$ (прав. ск-ть) предствл собой правую тройку в-в.

Для 1 направления (перпенд. волне)

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} \\ \frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2} \end{cases}$$

Решение этих уравнений:

$$\begin{cases} E_y = E_n \cos(\omega t - kx + \alpha_1) \\ H_x = H_n \cos(\omega t - kx + \alpha_2) \end{cases}$$



$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{v}$$

α_1, α_2 - нач. фаза

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -\mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial t}$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial x} = -\epsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t}$$

$$E_m k \sin(\omega t - kx + \alpha_1) = H_m \cos(\omega t - kx + \alpha_2) \mu_0 \omega$$

$$H_m k \sin(\omega t - kx + \alpha_2) = \epsilon_0 \omega \sin(\omega t - kx + \alpha_1) E_m$$

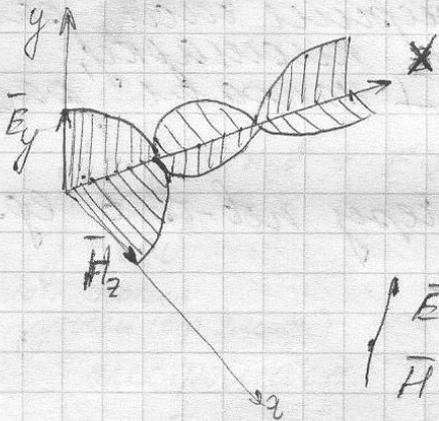
Уравняем фазы $\alpha_1 = \alpha_2 \Rightarrow$ в-ра \vec{E} и \vec{H} колебл-ся синфазно в элм волне, если среда непервопроводим.

$$E_m^2 \epsilon_0 k \omega = H_m^2 \mu_0 k \omega$$

$$\sqrt{\epsilon_0} E_m = \sqrt{\mu_0} H_m \quad \text{в-ра } \vec{E} \text{ и } \vec{H} \text{ колебл. синфазно.}$$

Для э/м волны:

$$\begin{cases} d_1 = d_2 \\ \sqrt{\epsilon \epsilon_0} E = \sqrt{\mu \mu_0} H \end{cases}$$



$$\lambda \nu = v$$

$$\lambda = \frac{v}{\nu}$$

$$\vec{H} = H_2 \vec{e}_z$$

$$\vec{E} = E_y \vec{e}_y$$

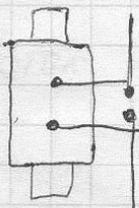
$$\begin{cases} \vec{E} = \vec{E}_m \cos(\omega t - kx + \alpha) \\ \vec{H} = \vec{H}_m \cos(\omega t - kx + \alpha) \end{cases}$$

Ур-е для сферич. волны:
$$\begin{cases} \vec{E} = \frac{E_m}{r} \cos(\omega t - k\vec{r} + \alpha) \\ \vec{H} = \frac{H_m}{r} \cos(\omega t - k\vec{r} + \alpha) \end{cases}$$

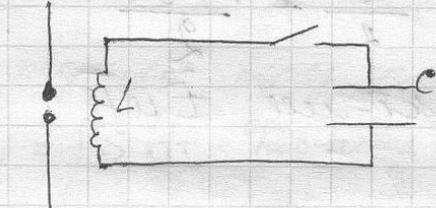
для сферической поперечной

э/м волны введет еще леммт. $e^{-\delta x}$ для плоской; для сферич. $e^{-\delta r}$

1.2 Эксперимент. исследование э/м волн



вибратор Верна



резонатор

открыв. контур
контур

$$\nu = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

Э/м волна эвл. поперечной волной

13.11.03
лекция 13

1.3 Энергия ЭМВолн.

Плотность потока энергии числ. равно потоку энергии через ед. площадку, перпенд. в дан. точке \perp направл. распро-
странения волны

Этого - энергии, прохожд. через пов-ть в ед. времени.

плотность потока $\vec{S} = \frac{d\Phi_p}{d\vec{F}} = \frac{dW_p}{d\vec{F}dt} = \vec{S} \cdot \vec{V}$
плотность потока энергии

$$W = W_E + W_B$$

$$W_E = \frac{\epsilon \epsilon_0 E^2}{2} = \frac{\vec{E} \vec{D}}{2}$$

$$W_B = \frac{B^2}{2\mu_0} = \frac{\mu_0 H^2}{2} = \frac{\vec{B} \vec{H}}{2}$$

$$W = \frac{\vec{E} \vec{D}}{2} + \frac{\vec{B} \vec{H}}{2} = \frac{\epsilon \epsilon_0 E^2}{2} + \frac{\mu_0 H^2}{2}$$

Связь между вект-ми \vec{E} и \vec{H} :

$$\sqrt{\epsilon \epsilon_0} E = \sqrt{\mu_0} H$$

Рассм. средой, в кот. $\mu=1, \epsilon=1$
получим $W_E = W_B$

объемн. пл-ть электр. составл. = объемн. пл-ти магнитн. составл. в ЭМ волне.

$$w = \Delta w_0 = \epsilon \epsilon_0 E^2 = \frac{\epsilon \mu_0}{c} E \cdot H \quad c \equiv \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$$

фазовая скорость света в среде равна $v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \mu}} = v$

$$w = \frac{1}{v} E \cdot H$$

представим w в формулу плотности потока энергии

$$\vec{S} = \frac{1}{v} E \cdot H \cdot \vec{v} = E \cdot H$$

$$\vec{j} = w \vec{v}$$

плотн. потока энергии (в р. Умова)

Для электромагн. волны

$$\vec{S} = w \cdot \vec{v} = \frac{v}{v} E \cdot H = [\vec{E}, \vec{H}]$$

в-р Пойнтинга

Интенсивность ~~и~~ I равна ~~и~~ (для упругих мех. волны) среднему значению вектора Умова (по модулю).

$$I = |\langle \vec{S} \rangle| = \text{где } \vec{S} \text{ — интенсив-ть для ЭМВ.}$$

$$= \left| \frac{1}{T} \int_0^T \vec{S} dt \right| = \frac{1}{T} \left| \int_0^T \vec{S} dt \right|$$

Поток ЭМ энергии через пов-ть F равен

$$\Phi_{ЭМ} = \int_F \vec{S} \cdot d\vec{F}$$

вектор площади пов-ти \perp направл.

1.4. Теорема Пойнтинга

Скорость убыли ЭМ энергии:

$$-\frac{dw}{dt} = \oint_F \vec{S} \cdot d\vec{F} + P$$

плотность

P — мощность, кот. силы нам производят

над заданным в-ва внутри дан. объема

$$P = \int \vec{j} \cdot \vec{E} dV$$

\vec{j} - плотн. тока
 \vec{E} - напряж-ть

$$W = \int \omega dV$$

7. Теорема

Убыль ЭМЭ в ср. времени в дан. объеме равна потоку энергии через пов-ть, ограничив. этот объем плюс минус токи, к-е ссыл. ЭМП прохв. над заданным в-ва внутри дан. объема.

P может быть позит. и отриц.

1.5. Импульс ЭМП

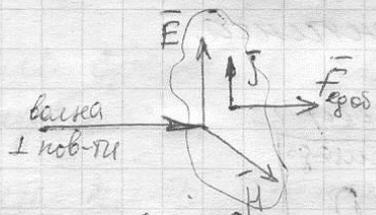
Р/м случаи, когда ЭМ волна \perp падает на пов-ть слабопроводящего в-ва, при этом $\epsilon = \mu = 1$.

ЭМ волна будет возбуждать на пов-ти ток, плотностью

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

$\vec{F}_{\text{ср.}} = [\vec{j}, \vec{B}]$ - сила Ампера, действ. на ср. объема

$$\vec{F}_A = \int_A [d\vec{e}, \vec{B}] = \int_A j d\vec{e}, \vec{B}] = ds dl [\vec{j}, \vec{B}] = [\vec{j}, \vec{B}] dV$$



$$\vec{F}_{\text{ср.}} = \mu_0 [\vec{j}, \vec{H}]$$

Возьмем площ. пов-ти, равную 1 и

тангенс $d\ell$

$$dK = F_{\text{эгоб}} \cdot d\ell = \mu_0 j H d\ell$$

тангенс в
эф. времени

В этом же слое поимеем в эф. времени
энергия:

$$dW = \int E d\ell \quad \text{каб. энергии в виде
тепла.}$$

dK, dW соотнос-ся сию эМВ.

$$\frac{K}{W} = \frac{\mu_0 \cdot H}{E} = \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} = \frac{1}{c}$$

по формул.
связи E и H

$$\boxed{K = \frac{W}{c}}$$

формула связи инт. и энергии
эМВ.

Плотность инт. энергии (инт. в эф. об.)

$$K_{\text{эф. об.}} = \frac{1}{c} w = \frac{1}{c^2} S$$

$$\text{т.к. } \vec{K} \uparrow \uparrow \vec{S}, \text{ то } \vec{K}_{\text{эф. об.}} = \frac{1}{c^2} \vec{S}$$

В случае полностью поглощающ. пов-ти

$$P = \left(\frac{w}{c}\right) \cdot c = 2S$$

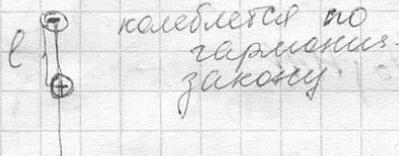
давл. эМВ на
пов-ти, на ког. падает
полностью поглотитель
ней

$$\boxed{P = 2S}$$

для идеальной отражающ.
пов-ти удваив-ся.

1.6 Циркуляция эМВ электр.
диполя.

диполь момент $\vec{p} = q \cdot \vec{\ell}$



вибратор Герца.

Пусть \vec{p} мен-ся по закону

$$\vec{p} = \vec{p}_0 \cos \omega t$$

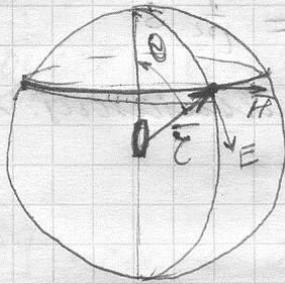
$$l \ll \lambda$$

дл. волны

размах колебл-и много меньше длины круговой волны - такой диполь наз-ся диполем Герца.

на расст. $\lambda \gg r$ будем наблюдать картину излучения.

Если волна будет распр-ся в однородной изотропной среде, то волновой фронт будет сферическим.



$$\vec{E} = \vec{E}_m(\vartheta) \cos(\omega t - kr)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_m(\vartheta) \cos(\omega t - kr)$$

колеблются синфазно.

чем меньше амплитуда, тем меньше ϑ

$$E_m \sim H_m \sim \frac{1}{r} \sim \sin \vartheta$$

максим. излуч-е будет при $\vartheta = \frac{\pi}{2}$;

при $\vartheta = 0; \pi$ излуч-е нет.

$$I = |\langle \vec{S} \rangle| \sim \frac{1}{c^2} \sin^2 \theta$$

диаграмма направления

18.11.03

лекц. 16.



отр. равной интенсивности - диполь. \vec{p}

(в пространстве)

$$P = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{2}{3c^3} (\ddot{\vec{p}})^2$$

мощность

$$\vec{p} = \vec{p}_0 \cos \omega t \quad ; \quad P \sim \vec{p}_0^2 \omega^4$$

средняя мощность

1.7 Излуч-е ЭМВ ускоренно движущимся зарядом.

$$P = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{2}{3c^3} (\ddot{\vec{p}})^2$$

$$\vec{p} = q\vec{r} \Rightarrow \ddot{\vec{p}} = q\ddot{\vec{r}} = q\vec{a}$$

ускорение
усреднено
двиг. заряда.

$$P = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{2q^2 a^2}{3c^3}$$

ЭМВ излуч-е только ускоренно движущимся зарядом. ЭП порожда-т эл. зарядом, МП ~~порожда-т~~ - движущимся эл. зарядом.

эл. заряд, движущий со $v > c$ - т.е. света, тоже излучает ЭМВ.

Оптика

2.1 Развитие представлений о природе света.

Принцип Гюйгенса

Кажд. точка, до кот. доходит волна, служит центром вторичных волн, а совокупность этих волн дает положение волнового фронта в след. мом. времени.

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \mu}}, \quad \mu = 1, \quad v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon}}$$

$$\frac{c}{v} = n = \sqrt{\epsilon(\nu)}$$

$$\epsilon = \epsilon(\nu)$$

зав-ть показателя преломления от длины волны (частоты) наз-ся дисперсией света.

Постоянная Планка $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж.с

Свет испускается квантами, наз-е фотонами

$$\epsilon_{\text{ф}} = h\nu \quad c = \nu \lambda$$

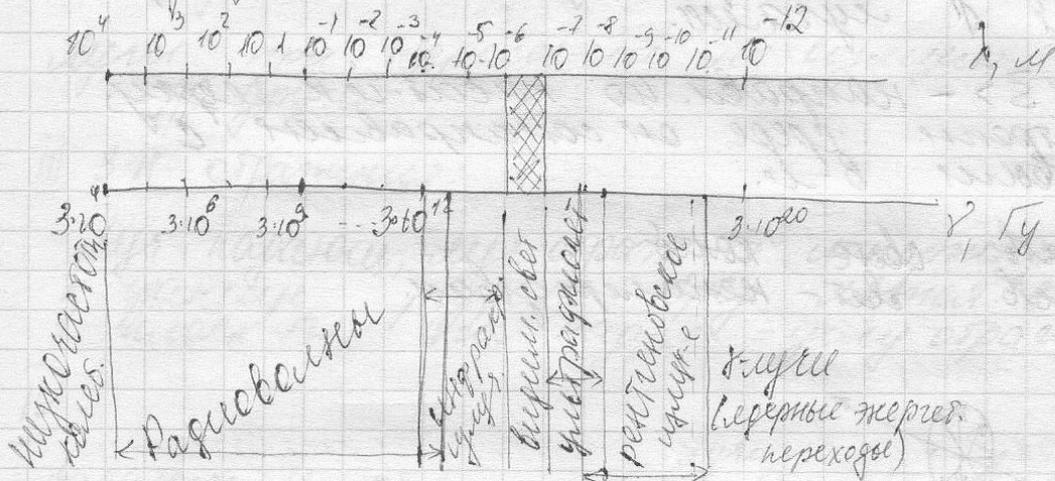
$$m_{\text{ф}} = \frac{\epsilon_{\text{ф}}}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{\lambda c}$$

2.2. Шкала ЭМ излучения

Свет - ЭМ в определенном интервале частот
 инфр. $< 0,4 \cdot 10^{15} \text{ Гц} < \nu < 0,75 \cdot 10^{15} \text{ Гц}$ < ультрафр.
 ультрафр. $0,4 \cdot 10^{-6} \text{ м} < \lambda < 0,76 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ < инфракрасн.
 $\nu \lambda = \nu \approx c$

Зрительно видеть спектр видов ЭМВ:

- 1) микроволновое
- 2) радио
- 3) инфракрасн.
- 4) видим. свет
- 5) ультрафр.
- 6) рентгеновское
- 7) γ -излучение



2.3 Световая волна.

Световой вектор - вектор E
 отмен. ск-ти световой волны в вакууме
 к фазовой скорости света в среде $n = \frac{c}{v}$
 аве. $v = \frac{c}{n}$ $n = \frac{c}{v} = \frac{c}{\frac{c}{\sqrt{\epsilon}}} = \sqrt{\epsilon}$
 придем. света в среде

$$n = \frac{c}{v} = \frac{c}{\frac{c}{\sqrt{\epsilon}}} = \sqrt{\epsilon} \cdot \frac{c}{c} = \sqrt{\epsilon}$$

20.11.03
лекц. 14

$$v = \frac{c}{n} = \frac{\lambda \nu}{n} = \lambda \nu$$

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$$

$$I = |\langle \vec{S} \rangle| = |\langle [\vec{E}, \vec{H}] \rangle| = \langle E_m H_m \cos^2(\omega t - kx + \alpha) \rangle = E_m H_m \frac{1}{2}$$

$$E_m \cdot \sqrt{\epsilon \epsilon_0} = H_m \cdot \sqrt{\mu_0}$$

$$H_m = n \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \cdot E_m$$

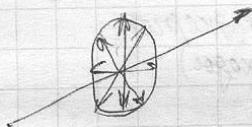
$$I = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n \cdot E_m^2$$

$$I \sim n E_m^2$$

линии, вдоль ко-й распро-ся световая энергия
на-ся лучами.

в-р $\langle \vec{S} \rangle$ - направл. по касат-й к окруж-ти
в изогрени. сфере он сонаправлен с
векторами в-л.

в случае света колеб-е
Естествен. свет - неполяризован.



Цир - волна, испуска. в процессе излуче-я
отр. атомов.

Свет, в ко-й направл. колеб-й упорядочены
каким-либо образом на-ся поляризован.

Если калеб. светового в-ра прошех только в одной плоско. череу луч плоск-ти, то свет кадеб. плоско-параллельно.

Если вектор \vec{E} при вращении вокруг луча описывает эллипс, то эллиптически поляризован, если описыв. круг, то поляризован по кругу.

д.4 Основные законы геометр. оптики.

Законы оптики можно сформулировать на языке геометрии.

I закон прямолин. распр. света:

В однород. среде свет распр. прямолин.

II закон луч-ти световых лучей:

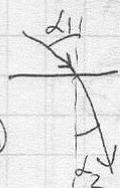
Лучи при пересечении не возмущают друг друга.

III закон отражения:

Луч падает, луч отраж-я и лучеобр-р к границе раздела сред летят в 1 плоско-ти. Угол пад-я = углу отраж-я

IV

Падает и ~~отражается~~ ^{лучи} преломл. летят в одной плоско-ти с I-рем, всегдн. в т. падении

① 

②
$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1}$$

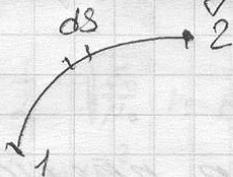
$$\frac{\pi}{2} > \alpha_1 > \alpha_{np}$$

$$\alpha_{np} = \arcsin \frac{n_2}{n_1}$$

пределный угол

спинелит Ферма

Свет распространяется по такому пути, где прохождение по коэф. среды требуется мин. времени.



$$d\tau = \frac{ds}{v}$$

$$\tau = \int_1^2 \frac{ds}{v} = \frac{1}{c} \int_1^2 n ds = \frac{1}{c} \cdot L$$

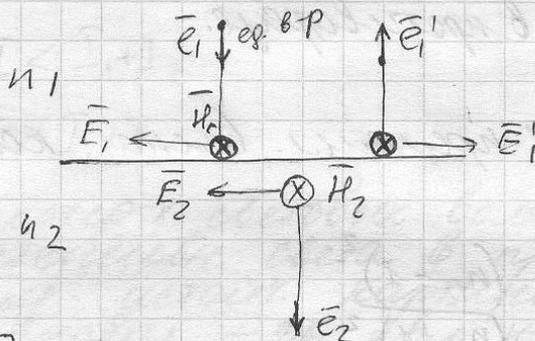
$$\frac{c}{v} = n$$

$$L = \int_1^2 n ds \quad \text{— оптический путь}$$

если $n = \text{const}$, то $L = n \cdot S$
 S — проп. путь

Свет распространяется по такому пути, оптический путь коэф. г.б. минимален.

2.5 норм. падение световых волн
на пов-ть раздела 2х сред.



$$H_1 \sqrt{\mu_0} = E_1 \sqrt{\epsilon_1 \epsilon_0}$$

$$H_1 = n_1 \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \cdot E_1$$

$$\bar{H}_1 = n_1 \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} [\bar{e}_1, \bar{E}_1]$$

граничные условия.

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{1\tau} = E_{2\tau} \\ H_{1\tau} = H_{2\tau} \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{E}_1 + \bar{E}_1' = \bar{E}_2 \\ \bar{H}_1 + \bar{H}_1' = \bar{H}_2 \end{array} \right.$$

$$n_1 [\bar{e}_1, \bar{E}_1] + n_1 [\bar{e}_1', \bar{E}_1'] = n_2 [\bar{e}_2, \bar{E}_2]$$

$$\bar{e}_1 = -\bar{e}_1' = \bar{e}_2$$

$$n_1 [\bar{e}_1, \bar{E}_1] - n_1 [\bar{e}_1, \bar{E}_1'] = n_2 [\bar{e}_1, \bar{E}_2]$$

$$\left\{ \begin{array}{l} [\bar{e}_1, n_1 (\bar{E}_1 - \bar{E}_1')] = n_2 [\bar{e}_1, \bar{E}_2] \\ \bar{E}_1 + \bar{E}_1' = \bar{E}_2 \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{E}_1' = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \cdot \bar{E}_1 \\ \bar{E}_2 = \frac{2n_1}{n_1 + n_2} \cdot \bar{E}_1 \end{array} \right.$$

$n_1 > n_2$ - синфазно колебл.

$n_2 > n_1$ - в противофазе.

Адаптируй и примени. волна колебл. синфазно
всегда.

$$\left\{ \begin{aligned} \rho &= \frac{I_1'}{I_1} = \frac{(n_{12} - 1)^2}{(n_{12} + 1)^2} \\ \eta &= \frac{I_2}{I_1} = \frac{2n_{12}}{(n_{12} + 1)^2} \end{aligned} \right.$$

2.6 Интерференция света.

$$E_1 = E_{1m} \cos(\omega t + \alpha_1)$$

$$E_2 = E_{2m} \cos(\omega t + \alpha_2)$$

$$E_m^2 = E_{1m}^2 + E_{2m}^2 + 2E_{1m}E_{2m} \cos(\alpha_1 - \alpha_2)$$

$$\delta \neq \delta(t)$$

если $\langle \cos \delta \rangle = 0$, то волны
абсолютно некогерентны.

разность фаз

$$I \propto E_m^2 = E_{1m}^2 + E_{2m}^2$$

интенс. двух некогер-
вент

$$I = I_1 + I_2$$

в тех точках, где $\cos \delta = 0$, то $I = I_1 + I_2$ и

$$E_m = E_{1m} + E_{2m}$$

$$\cos \delta \leq -1 \quad I < I_1 + I_2$$

$$\cos \delta = 1 \quad I > I_1 + I_2$$

три намот. когер-х световых волн происх. перераспредел. интенсивн. света в пространстве с образованием устойчив. картины макс и мин интенсивности — это явл. наз-ся интерференцией.

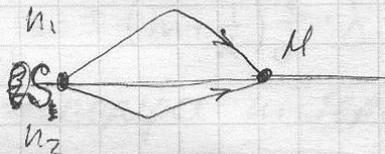
27.11.03
лекц. 15

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta$$

Несколько естеств. источников света обусловлена тем, что излуч-е испускается множеством атомами, отдельн. атомы излуч. цуи волн.

Фаза нового цуи никак не связана с фазой предыд. цуи в излуч. телах световой волне излуч-е одной группы атомов через 10^{-8} сек, меньше излучения другой группы. Излуч-е разных фаз резуль. волны прегерив. изменения.

Ког-е волны можно наложить, разделив одно излуч-е на несколько, затем сложив его вновь, тогда происходит интерфер-я. Пусть разделим на 2 когер. волны происх. в т. S, они проходят нек-е расст-е и соед. в т. M



$$E_1 = E_m \cos \omega \left(t - \frac{S_1}{v_1} \right)$$

$$E_2 = E_m \cos \omega \left(t - \frac{S_2}{v_2} \right)$$

$$v_1 = \frac{c}{n_1}, \quad v_2 = \frac{c}{n_2}$$

n_1, n_2 - абс. показател преломления.

δ - сдвиг фаз.

$$\delta = \omega \left(\frac{S_2}{v_2} - \frac{S_1}{v_1} \right) = \frac{\omega}{c} (n_2 S_2 - n_1 S_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (l_2 - l_1) \Leftrightarrow$$

l_1, l_2 - оптич. длина пути l_0 в 2-го луча.

$$\Leftrightarrow \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta$$

$\Delta = l_2 - l_1$ оптическая разн-ть хода
 λ_0 - длина λ световых волн в вакууме.

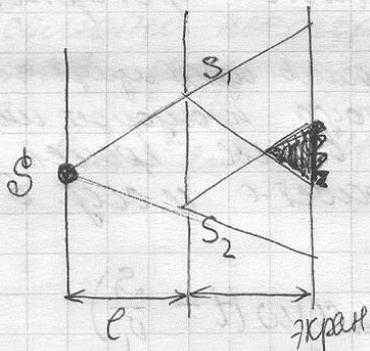
$$\frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta = \delta = \pm 2\pi m; \quad (m = 0, 1, 2, \dots)$$

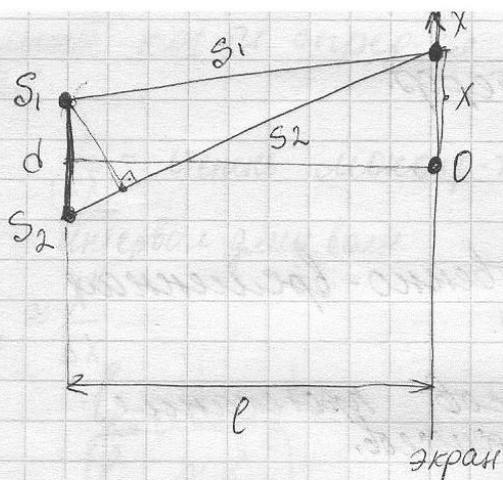
$\Delta = \pm m \lambda_0$ интерференц. максимум

$\Delta = \pm (m + \frac{1}{2}) \lambda_0$ - интерендр. минимум.

2.7 Расчет ~~узкие~~ интерференц. картин от 2-х источников

Рассм. 2 узкие || щели.





$$l \gg d$$

$$\Delta = \pm m \lambda_0 \quad \text{max}$$

$$\Delta = \pm (m + \frac{1}{2}) \lambda_0 \quad \text{min}$$

$$\Delta = S_2 - S_1$$

$$S_1^2 = l^2 + (x - \frac{d}{2})^2$$

$$S_2^2 = l^2 + (x + \frac{d}{2})^2$$

$$S_2^2 - S_1^2 = 2xd$$

$$S_2 - S_1 = \frac{2xd}{S_2 + S_1} \approx \frac{xd}{l}$$

$$\Delta = n \cdot \frac{xd}{l}$$

$$n \cdot \frac{x_{\text{max}} d}{l} = \pm m \lambda_0$$

$$x_{\text{max}} = \pm m \lambda_0 \cdot \frac{l}{d} = \pm m \frac{l}{d} \lambda$$

$$x_{\text{max}} = \pm m \frac{l}{d} \lambda$$

$$x_{\text{min}} = \pm (m + \frac{1}{2}) \frac{l}{d} \lambda$$

m - порядок интерференции > 0 .

$$\Delta x = \frac{c}{d} \lambda$$

ширина интерфер. полос.

$$l \gg d$$

2.8. Пространственно-временная когерентность.

Когерентно-науч. сд. согласов. протекание одного или неск-х процессов.

Нельзя сказать, свет можно представить как сд-во независим. сд-гов. Средн. продолжит. одного цикла науч. сд-ва временем когерентности.

$$\tau_{\text{ког}}$$

Время срабатыв. прибора $\tau_{\text{приб}}$.

$\tau_{\text{приб}} \ll \tau_{\text{ког}}$ - тогда прибор обнаружит интерфер. картину.

Если волна распр. в однор. среде, то фаза колеб-ий в опред. точке пространства сохр. только в теч-е времени ког-ти. За это время волна распр. в вакууме

$$l_{\text{ког}} = \tau_{\text{ког}} c \quad \text{- длина ког-ти.}$$

Длина ког-ти - это расстояние, при котором-ли ког. 2 или неск-ко волн утратив-т когерентность, след-но для получения интерференц. картины путем деления естеств. волны на 2 части необх., чтобы оптич. разность хода была $<$ длине ког-ти

$$\Delta < l_{\text{ког}}$$

Длина ког-ти опред-ся степенью монохроматичн. света

$\frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ - степень монохр-ти.
интервал длин волн.

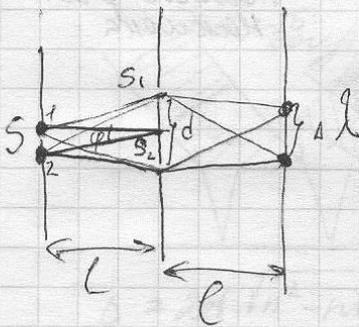
$$l_{\text{ког}} \approx \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}$$

$$l_{\text{ког}} \approx m\lambda$$

$$l_{\text{ког}} \approx \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}$$

Когер-ть колеб-ий, ког. соверш. в одной и той же точке пространства, опред. ~~разностью~~ степенью монохроматичн. света, на-ся ~~разностью~~ когер-ти.
временной

Качество пространства ког-ти хар-ся шириной когер-ти (или длиной когер-ти) — на-ся максимальное поперечное направление распротр. волны расст-е, на ког. еще возм. наблюд-е интерференции.



$$s \approx \Delta x = \frac{l}{L} \lambda$$

d - ширина ког-ти

$$d = h_{\text{ког}} = \frac{L\lambda}{s} = \frac{\lambda}{(s/L)}$$

2.12.03

мкч

$$h_{\text{кол}} \approx \frac{\lambda}{\varphi}$$

$$\varphi = 0,01$$

$$\lambda = 0,5 \text{ мкм}$$

$$h_{\text{кол}} \approx 0,05 \text{ мм}$$



Условие, при кот. будет наблюд. интерференция.

- 1) $h_{\text{кол}} > \Delta$
- 2) ширина кол. дельта превышает рассг. между щитами

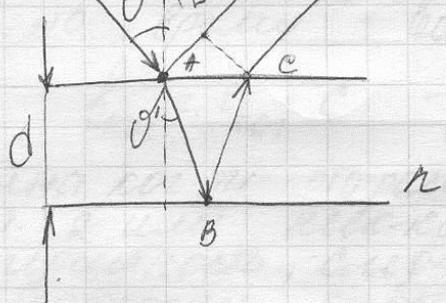


2.9. Интерференция в тонких пленках

плоск. световая волна

мелкокач

2.9.1 Пленки равн. наклона



$$\Delta = n (AB + BC) - AD$$

$$\Delta = 2nAB - (AD - \frac{\lambda}{2})$$

$$\frac{\sin \vartheta}{\sin \vartheta'} = n$$

$$\sin \vartheta' = \frac{\sin \vartheta}{n}$$

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \vartheta'} + \frac{\lambda_0}{2}$$

из-за скачка фазы на π в перв. волне.

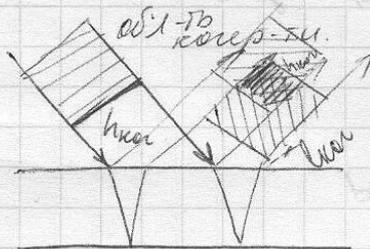
Если отраж-е волны 1 и 2 когерентны

$$\Delta = m\lambda_0 \text{ - условие макс. } (m=0,1,2,\dots)$$

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \vartheta'} + \frac{\lambda_0}{2} = (2m+1) \frac{\lambda_0}{2} \text{ (m=0,1,2,...) - условие мин.}$$

λ_0 - длина волны в воздухе.

Если на теск. пластину падает монохром. свет под ср.углом. зрения, то в отраж-е плоскости будут набл. кольца или наклонное равное ϑ наклона.

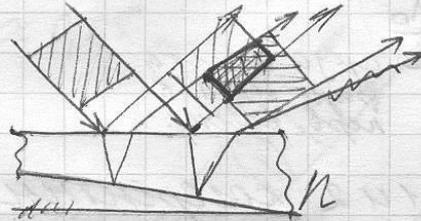
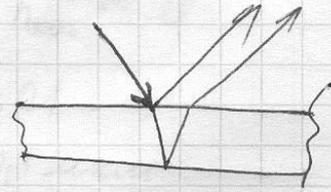


$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \vartheta'} + \frac{\lambda_0}{2} < \frac{\lambda_0^2}{\Delta \lambda}$$

$$2dn < \frac{\lambda^2}{\Delta \lambda}$$

$$d < \frac{\lambda^2}{2\Delta \lambda} \approx 60 \text{ нм}$$

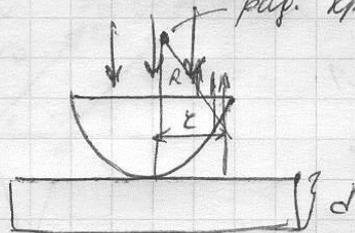
2.92 Ячейки равн. толщины



Монохром. свет



2.93 Кольца Ньютона
радиус кривизны



$$\Delta \quad R^2 = z^2 + (R-d)^2$$

$$z_m^* = \sqrt{m\lambda_0 R} \quad m = 0, 1, \dots$$

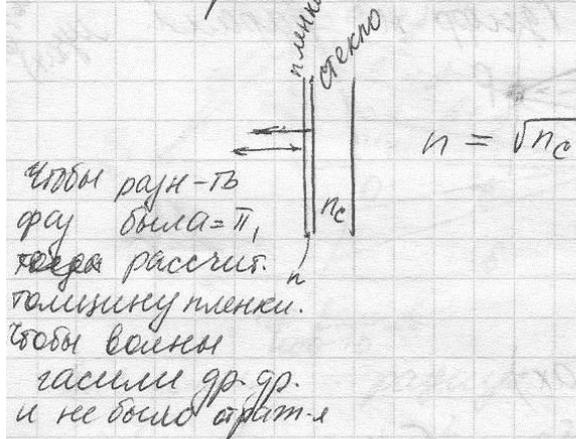
$$z_m = \sqrt{(m - \frac{1}{2})\lambda_0 R} \quad m = 1, 2, \dots$$

Триветл оптики
- интерферометри
- спектрометри.

4.12.03
лекц.

2.10 Трименетисе интерф-ии

1. Интерференц. спектроскопии.
2. Просветление оптики.



3. Високоотраж-е устрва с многоуглв. интерференцией (интерферометри)

интерф. Майкельсона:
монохром. светл. света направл. на пластинку,
полов. кол. посеребрена. т.о. часть лучей
отраж-ся, а часть проходит чере пластинку.
отразивш. часть снова попадает на пластинку
и т.д. в осцилере наблю. интерфер. картина.

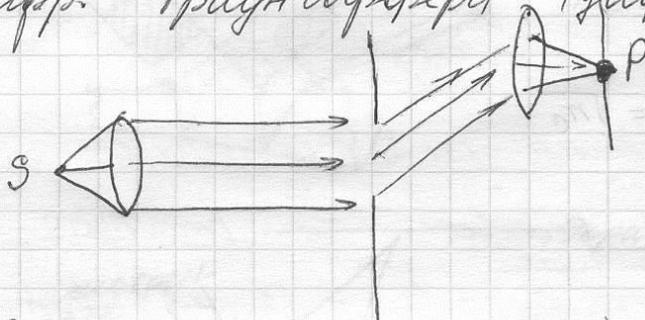
2.11 Дифракция света.

- науг-ся в отклонение от нормални. распро-
келет-я в среде с ружими неоднор-ми,
это связано с откл-я от законов геом.
оптики - это приводит к огибанию светов.
волнами препятствия и проникнов. света
в обл-тв геом. тени.

Взаим. интерф. и диффр. возникают из-за перераспредел. светового потока в рез-те суперпозиции волн.

Различ. 2 вида дифракции:

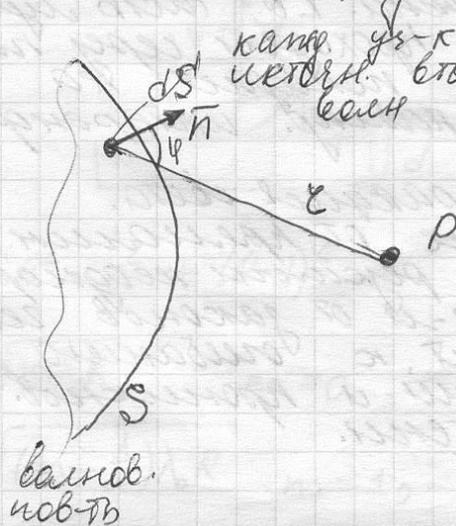
1. Если источн. света S и точка набл. P распол. от препятств. далеко, то лучи параллельны на препятств. и видимые в т. P - параллельные диффр. Фраунгоферера (диффр. на паралл. лучах)



2. Френель (на X лучах)

2.12 Принцип Гюйгенса-Френеля.

Волновая пов-ть в t мом. времени представл. собой не просто огибающую вторичн. волн, а рез-т их интерференции.



$$dE = k(\omega) \frac{a_0 ds^2}{r} \cdot \cos(\omega t - kr)$$

свечение в-ра в точке св. фронта

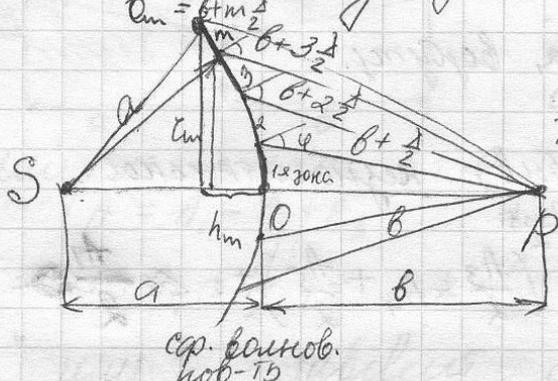
$$\begin{aligned} \varphi = 0 & \quad k(\omega) = \max \\ \varphi = \frac{\pi}{2} & \quad k(\omega) = \min \end{aligned}$$

$$E = \int dE = \int_S K(\omega) \frac{a_0 dS}{r} \cos(\omega t - kr + \varphi_0)$$

аналит. вып-е пр. поменял-Френеля.

симметрично всех волн, приход. в дан. точку

2.13 метод зон Френеля.



$$r_m = b + m \frac{\lambda}{2}$$

точки, соответ. в смежных зонах, соответ. в противофазе

ср. радиус зон Фр.

вычислим радиус и площадь m-й зоны Френеля.

$$r_m^2 = a^2 - (a - h_m)^2 = b^2 - (b + h_m)^2$$

$$h_m = \frac{2r_m \lambda + m^2 (\frac{\lambda}{2})^2}{2(a+b)}$$

при очень малых m $\Rightarrow h_m = \frac{r_m \lambda}{2(a+b)}$

площ. ср. сегм. m зон Фр. $S_m = 2\pi a h_m = \frac{\pi a b \lambda}{a+b}$

$$\Delta S_m = S_m - S_{m-1} = \frac{\pi a b \lambda}{a+b}$$

площадь зоны Фр. не зав-т от номера. площади зон Фр. равны друг другу при очень малых m.

Радиус m-й зоны Френеля

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m \lambda} \sim \sqrt{m}$$

φ всегда убывает-ся.

Если 1-я зона сохр. в т. Р ампл. A_1 , вторая $A_2 \dots A_m \Rightarrow$ ампл. с двумя-е номера
 монот. убыв-т (из-за того, что с увеличением φ уменьшается $\kappa(\varphi)$).

$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots$
 суммарн. амплитуда, вербует.
 всеми точками в т. Р.

$A_m \approx \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}$, т.к. убыв-е незначительное.

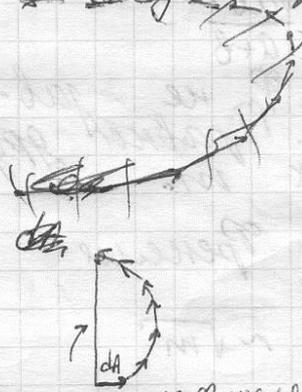
$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots \approx \frac{A_1}{2}$

т.к. в противораче амплитуда света, пример. в т. Р равна половине ампл. 1-й зоны Френеля.
 свет расширяет. прямолинейно - выбор из центра зон Френеля.

2.14 Векторная диаграмма.

Разобьем волнов. пов-ть на ^{зоны} ~~элементы~~ площади ~~кажд. меньше~~ ^{зон} Френеля.

dA_1
 кач-я,
 пример. от
 дан. зоны



$|\vec{e}| = \frac{A_1}{2}$

общая картинка



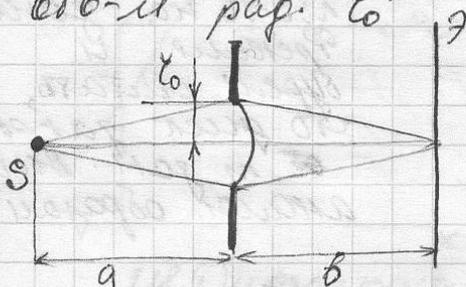
спираль

1-я зона Френеля

2.15 Дифракция Френеля от круглого отв-я.

11.12.03 лекц.

Поставим на пути сферы волны экран с отв-м рад. ζ_0



$$\zeta_0 = \zeta_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m \lambda}$$

$$m = \frac{\zeta_0^2}{\lambda} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right)$$

m - кол-во зон, кол. откр. отверстия

Найдем ампл. в т. P_0

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - \dots \pm A_m = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_2}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_4}{2} \right) + \dots \pm \frac{A_m}{2} = \frac{A_1}{2} \pm \frac{A_m}{2}$$

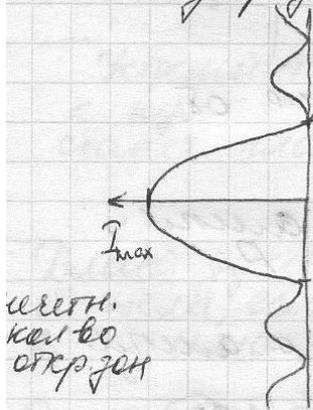
"+" или "-" зависят от кол-ва зон

Если m - четн., то $+\frac{A_m}{2}$, а если m - нечт., то $-\frac{A_m}{2}$

$I_0 = \frac{A_1^2}{4}$ интенсив-ть, если нет никаких преград.
 если открыто четн. число зон Френеля, $I \approx 0$,
 а если нечетн., то $I = I_0 \cdot 4$

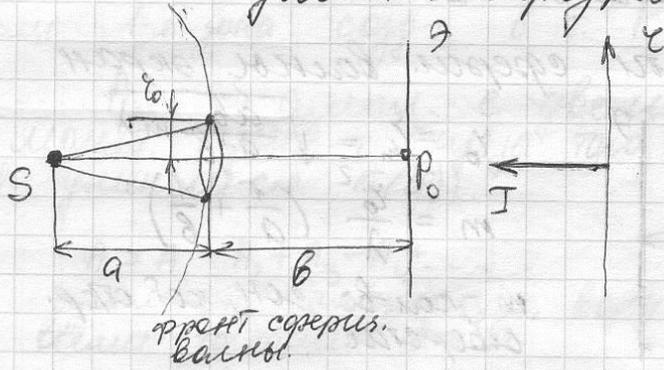
прообразы интенсив-ть в зав-ти от ζ .

картина от отверстия будет полностью симметричной.



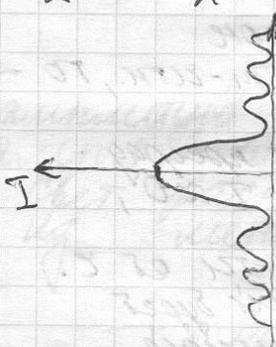
Если открыто большее кол-во зон Френеля, то мы получим четко выраж. темб. Место имеет уже нем. оптика.

2.16 Дифракция Френеля от диска (непрозрачн.)



Радиус сферич. волн на зоне Френеля и будем считать, что диск закрыл n зон. Вычисл. ампл. образам A

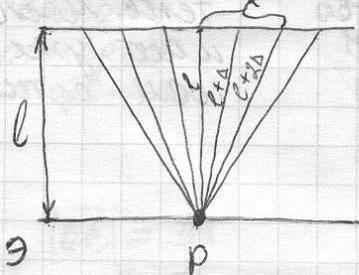
$$A = A_{m+1} - A_{m+2} + A_{m+3} - \dots = \frac{A_{m+1}}{2} + \left(\frac{A_{m+1}}{2} - \dots \right) + \left(\dots \right) = \frac{A_{m+1}}{2} \approx \frac{A_1}{2}, \text{ если к-во зон небольшое } \Rightarrow I = I_0$$



если диск закрыл большое к-во зон Френеля, то $I \approx 0$. Если диск закрыл небольшое к-во зон, то в центре образ-ся четкое пятно.

2.17 Дифракция Френеля от щели

Рассм. плоскую волну и найдем амплитуду приносимая эта волна в точку P.

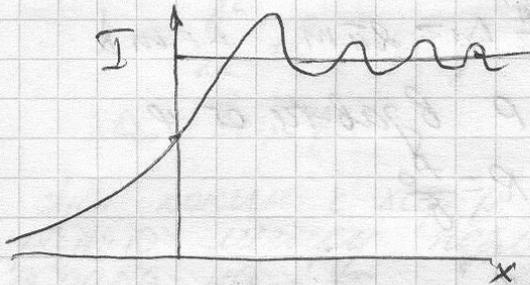


если $\Delta \rightarrow 0$, то

Спираль Корно

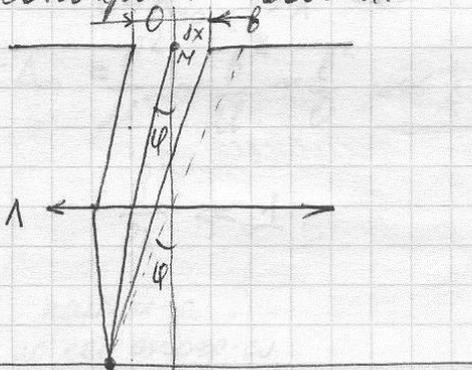
ν - диаметр спирали картео

$$U = x / \sqrt{2\lambda x}$$



2.18 Дифракция Фраунгофера от щели.

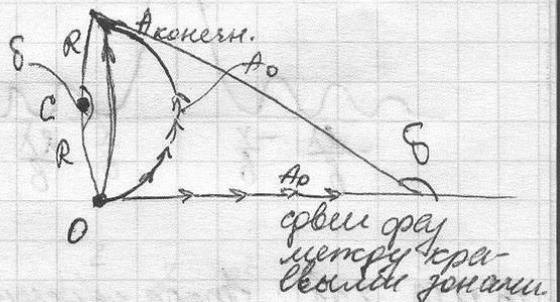
На бескон. узкую щель падает плоская монохром. волна.



Разобьем откр. волновую пов-ть на узкие щели шириной δx .

$$dE = \kappa(\varphi) a_0 \delta x \cos(\omega t - kx + \epsilon_0)$$

$$dA = \cos \epsilon$$



Узкими ширины зоны к нулю $\Rightarrow A \rightarrow 0 \Rightarrow$ малая. становится малой.

Диаметр зоны равен диаметру A_0 от щели, если нет сдвига фаз между зонами A_0 - сумма всех диаметров.

Если $\delta = 2\pi$, то



$\delta = 0$, то



$\delta = \frac{3}{2}\pi$



Условие max $\delta = 2m\lambda$, где m - целое число
 Услов. min $m = 1, 2, 3 \dots$

$$\boxed{\delta \sin \varphi = \pm m\lambda}$$

$$\delta = \frac{2a}{\lambda} \Delta = 2m\lambda \quad \Delta = m\lambda$$

Найдем интенсивн. в т. P в зав-ти от φ

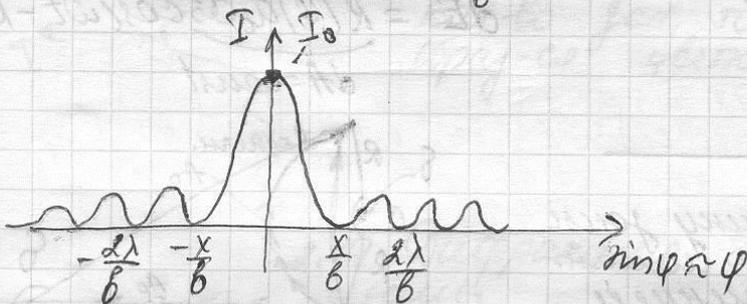
$$A = R \sin \frac{\delta}{\lambda} \quad \delta = \frac{A_0}{R} \Rightarrow R = \frac{A_0}{\delta}$$

$$A = A_0 \frac{\sin \delta/2}{\delta/2} \quad \delta = \frac{2a}{\lambda} b \sin \varphi$$

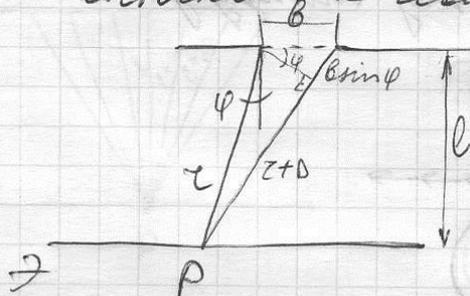
$$A = A_0 \cdot \frac{\sin(\pi b \sin \varphi / \lambda)}{\pi b \sin \varphi / \lambda}$$

$$I = I_0 \frac{\sin^2(\pi b \sin \varphi / \lambda)}{(\pi b \sin \varphi / \lambda)^2}$$

I_0 интенсивн. в т. P₀



16.12.03 2.18 Пределный переход от волновой оптики к геометрич.



$$(z + \delta)^2 = z^2 + b^2 - 2zb \cos\left(\frac{\pi}{2} + \varphi\right) =$$

$$= z^2 + b^2 + 2zb \sin \varphi$$

$$\Delta' \ll \Delta z$$

$$2\Delta z = v^2 + 2\Delta v \sin \varphi$$

$$\Delta \approx \frac{v^2}{2\lambda} + v \sin \varphi ; \Delta_{\infty} - \text{опт. разн. хода}$$

$$\Delta_{\infty} = v \sin \varphi$$

При конст. ε хар-р диффр. картина опроверга
разн-ю между перпен. разн-ю хода и при угл-ши
экрана на ∞ .

$$\Delta - \Delta_{\infty} \ll \lambda \leftarrow \text{диффр. Фраунгофера} \rightarrow \frac{v^2}{c\lambda} \ll 1$$

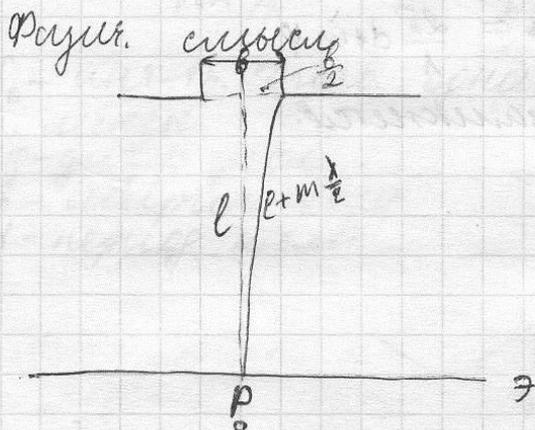
$$\Delta - \Delta_{\infty} \sim \lambda \leftarrow \text{диффр. Френель} \rightarrow \frac{v^2}{c\lambda} \sim 1$$

$$\Delta - \Delta_{\infty} \gg \lambda \leftarrow \text{геом. оптика.} \rightarrow \frac{v^2}{c\lambda} \gg 1$$

$$\Delta - \Delta_{\infty} = \frac{v^2}{2\lambda} \sim \frac{v^2}{2v} \sim \frac{v}{2} \ll \lambda$$

$$\frac{v^2}{c\lambda} \ll 1$$

парам-р,
по к-во опровер-си
критерий Френель или
иной диффр. карт.



$$\left(l + m \frac{\lambda}{2}\right)^2 = l^2 + \frac{b^2}{4}$$

$$m\lambda = \frac{b^2}{4l}$$

$$m = \frac{b^2}{4\ell\lambda}$$

число зон, к-во
открыт. шель
в центре экрана

$$m \sim \frac{b^2}{\ell\lambda}$$

$$b/\lambda \sim 100$$

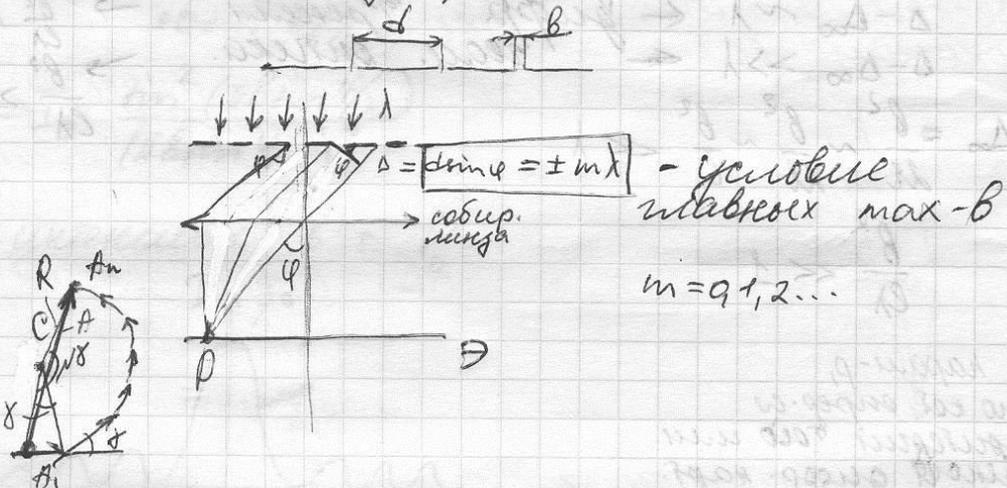
$$b/\lambda \sim 100$$

$$\lambda \ll b$$

2.19 Дифракционная решетка. ΔP .

Это суть большого числа одинаковых, оставшихся друг от друга на одинак. расс. шлейф.

Расс. d - период решетки



сфер. фронт, прихв. от сосед. шлейф

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \varphi$$

при $N\delta = 2\pi$ многок. замкнется.

$$N\delta = 2\pi m'$$



$\delta = 2\pi m \Rightarrow$
полн. уст. ш.
max

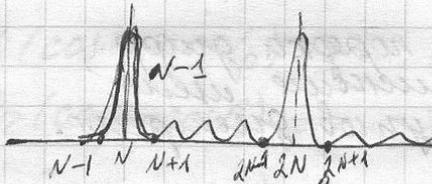
$\delta = 2\pi$ - многок. вырывается
в прямую шлейф.

Условие мин дурет собитерсе талоко теге,
когда $m' = 1, 2, \dots, N-1, N+2, \dots, 2N-1, 2N+1$

$$r = \frac{2\pi m'}{N} = \frac{2\pi d \sin \varphi}{\lambda}$$

усл. дурет миниме.

$$d \sin \varphi = \pm \frac{m' \lambda}{N}$$



$N-1$ минимумов между 2 м. максимумами.

$$b \sin \varphi = \pm k \lambda$$

$$A_1 = 2R \cdot \sin(\frac{\varphi}{2})$$

$$A = dR \sin \frac{N\varphi}{2}$$

$$R = \frac{A_1}{2 \sin \frac{\varphi}{2}}$$

$$A = A_1 \frac{\sin \frac{N\varphi}{2}}{\sin \frac{\varphi}{2}}$$

$$A_1 = A_0 \frac{\sin(\pi b \sin \frac{\varphi}{\lambda})}{\pi b \sin(\frac{\varphi}{\lambda})}$$

$$I = I_0 \frac{\sin^2(\pi b \sin \frac{\varphi}{\lambda})}{(\pi b \sin \frac{\varphi}{\lambda})^2} \frac{\sin^2(\pi N d \sin \frac{\varphi}{\lambda})}{\sin^2(\pi d \sin \frac{\varphi}{\lambda})}$$

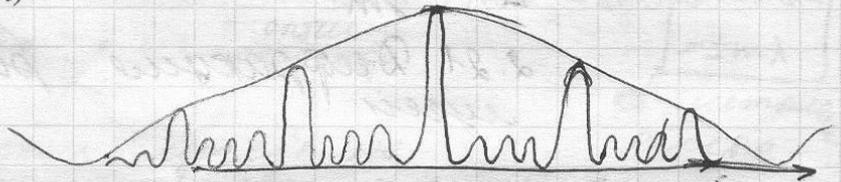
распре-е интенсивности
для дурет угла

I_0 - инт-ть, создав. одной щелью пролив щелчка
мешки.

φ - дурет. угол

b - ширина щели

d - период щели



1-я интерф. картина
попадает в центр (первый)
max $\sin \varphi / \lambda$

$$\delta\varphi_0 = \frac{2\lambda}{Nd}$$

$$\Delta\varphi = \frac{\lambda}{d}$$

2.20 Спектральные характеристики Д.Р.

$$1. D = \frac{d\varphi}{d\lambda}; \quad \cos\varphi d\varphi = \frac{m}{d} d\lambda$$

$$D = \frac{m}{d \cos\varphi}$$

где фиксир. порядок дифрр.,
~~а~~ тем меньше угол,
тем больше углов. дисперсия.

2. Разрешающая способность.

$$R = \frac{\lambda}{d\lambda}$$

$d\lambda$ - разн-ть длин волн, ког-е еще можно
разрешить с пом. дан. решетки.

$$d \sin\varphi_m = m(\lambda + d\lambda) = \frac{(m+1)\lambda}{N}$$

$$m' = mN$$

$$R = mN$$

N - кол-во штрихов
 m - порядок дифрр.

18.12.03
лекц.

$$m(\lambda + \Delta\lambda) = (m+1)\lambda$$

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{m}$$

2.21 Дифракция рентгеновских
лучей

2.23 Понятие о рентгеноструктурном анализе.

метод Лауэ
лучи падают на монокристалл. Для выпл. системы кристаллограф. точек в самом луче как-ся λ при коэф. $\sin^2 \theta$ усл-е Вульфа-Брэггов

Лауэграмма — изображение $\sin^2 \theta$ на монокристалле

II метод Дебая-Шеррера

Монокристалл излучает на поликристалл. Всегда находится много кристаллов, для коэф. $\sin^2 \theta$ усл-е В-Б.

Дебайграмма — концентр. окружности (калина)



2.24 Естествен. и искусств. свет

Если светов. фр. каибл-ся в одной плоск-ти, преход. через муз, то такой свет назыв-ся плоскопараллельн.

Если направл. волноск. E связано с распр. волны левым вращением, то это правая поляризация

Волну с эллиптич. поляризацией всегда можно разложить на 2 взаимно \perp плоскопараллельн. волны, коэф. 90° друг к другу.

Свет, в кот. направл. колебл. светового вектора никак не упорядочено по-св. естеств.-м.



Частично поляризов. свет - налож-е двух взаимно \perp плоскополяризов. волн с разн. ампл.

Поляризатор - прибор, преобраз. естеств. свет в поляризов. (П)

Если пропустить частично поляризов. свет через идеальн. поляризатор, то мы получим I_{\max} и I_{\min} интенсивности.

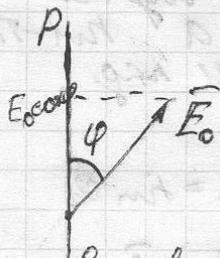
I_{\max} - интенсивн. через идеальн. поляризатор

$$\rho = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

§

2.25 Закон Малюса.

Поляризатор, служащ. для анализа хар-ра степени поляризации наз-ся анализатором. (А)



$$I \sim E^2$$

$$I = I_0 \cos^2 \varphi$$

Если естеств. свет пропустить через поляризатор и затем анализатор, повернутого на угол φ друг от друга, то

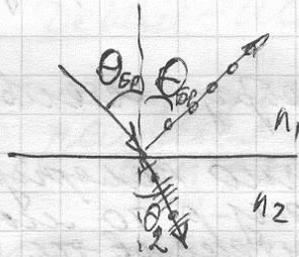
$$I_0 = \frac{I_{\text{ест}}}{2} - \text{вылдет из П.}$$

$$I = \frac{I_{\text{осл}}}{2} \cos^2 \varphi$$

- интенсивн. света,
 примери А, φ - угол между
 осями Π и A'

2.26 закон Брюстера.

Если угол падения естественного света на границу раздела двух прозрачных диэлектриков отразит и преломит свет будет частично поляризован.



в отраж. луче преобладают колебания, 1-е плоскопараллельно, а в преломл. колеб. Е, лежащие в плоск-ти падения

$$n_2 > n_1$$

При угле падения, равном углу Брюстера, то отраж. луч оказывается плоскополяризов., а преломл. частично поляризов. При угле Брюстера степень поляризации достигает макс.

$$\tan \theta_{\text{Бр}} = \frac{n_2}{n_1} \quad \text{- закон Брюстера}$$

плоск. поляризов. отраж. луча \perp на плоскости падения, а \parallel - то поляризов. преломл. луча \parallel Π -ти пад.

$$\frac{\sin \theta_{\text{Бр}}}{\cos \theta_{\text{Бр}}} = \frac{\sin \theta_{\text{Бр}}}{\sin \theta_2} \Rightarrow \cos \theta_{\text{Бр}} = \sin \theta_2$$

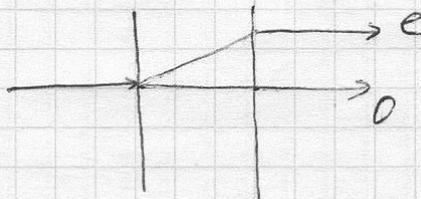
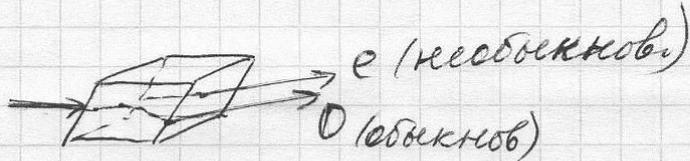
$$\theta_{\text{Бр}} + \theta_2 = \frac{\pi}{2}$$

При пад. луча под углом Бр. отраж.

и преломл. лучи взаимно перпендикулярны.

2.27 Двойное лучепреломление

Все прозрач. кристаллы, не относясь к кубич. системе облад. двойным лучепреломл. кубич. сист.



Для обыкновен. луча
вып-ся законы
кристалл-е.
а для е-луча
 $\frac{\pi}{2}$ даёт от угла
падения

Кристаллы в зависимости от типа их симметрии быв. одноосные (один о-луч и е-луч) и двуосные (два е-луча).

ВЫВОДЫ

В курсе лекций рассмотрены основные темы курса «Физика» такие как: основные законы кинематики и кинематического движения тел, основные законы статики, основные законы динамики, основные законы движения и взаимодействия элементарных частиц.

Данный конспект лекций составлен на основе лекционного курса, читаемого в МГТУ им. Н.Э. Баумана на кафедре иу4 преподавателем Подгузовым Г. В. Курс лекций рекомендован к выполнению текущих аттестационных мероприятий и подготовки к зачету по предмету «Основы электротехники».

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Вайскопф В. Наука и удивительное (как человек понимает природу). - М.: Наука, 1965.
2. Готт В. С. Философские вопросы современной физики. - М.: Высшая школа, 1988.
3. Зельдович Я.Б., Хлопов М.Ю. Драма идей в познании природы.- М.: Наука, 1988.
4. Капица П. Л. Эксперимент. Теория. Практика. - М.: Наука, 1977.