

## БИЛЕТЫ ПО ФИЗИКЕ 2Й СЕМЕСТР

От Партии Юных Лесников (ПЮЛ)

Небольшое напоминание:  $\text{div}$  – скалярное произведение на вектор  $(\frac{da}{dx} + \dots)$ ,  
 $\text{grad}$  – скал. произв на функцию  $(\frac{df}{dx} * \vec{i} + \dots)$ ,  $\text{rot}$  – векторное произв. на  
вектор (матрица  $3 \times 3$ ,  $(\frac{da_z}{dy} - \frac{da_y}{dz}) * \vec{i} + \dots$ ).

Если вы что-то не поняли – не отчаивайтесь: я сам местами ничего не понял.

Все данные взяты из богоподобного Савельева, Ташлыкова для лохичей.

### ВОПРОСЫ

- 1) Электрическое поле в вакууме, его характеристики.
- 2) Пример расчета электростатического поля на основе принципа суперпозиции.
- 3) Поток вектора  $E$ . Теорема Гаусса в интегральной и дифференциальной формах.
- 4) Пример расчета поля вектора  $E$  с помощью теоремы Гаусса.
- 5) Теорема о циркуляции вектора напряженности. Связь напряженности и потенциала поля.
- 6) Проводники в электрическом поле. Поля внутри проводника и у его поверхности.
- 7) Электрический диполь, поле диполя. Сила, действующая на диполь. Электрический диполь в электрическом поле. Энергия диполя.
- 8) Электрическое поле в веществе. Связанные и сторонние заряды. Поляризованность вещества, вектор  $P$ .
- 9) Теорема Гаусса для вектора  $P$ .
- 10) Вектор электрического смещения  $D$ . Теорема Гаусса для  $D$ .
- 11) Электрические условия на границе раздела двух диэлектриков.
- 12) Электрическая энергия системы зарядов. Энергия электрического поля. Плотность энергии. Электрический гистерезис.
- 13) Сила и плотность тока. Уравнение непрерывности. Подвижность носителей тока.
- 14) Закон Ома для однородных проводников. Закон Ома в локальной дифференциальной форме.
- 15) Сторонние силы. Обобщенный закон Ома в дифференциальной форме.
- 16) Закон Джоуля-Ленца. Мощность.

- 17) Вектор магнитной индукции  $B$ . Магнитное поле равномерно движущегося заряда. Принцип суперпозиции полей.
- 18) Закон Био-Савара-Лапласа.
- 19) Примеры расчета магнитных полей.
- 20) Теорема Гаусса для вектора  $B$ .
- 21) Теорема о циркуляции вектора  $B$ .
- 22) Примеры расчета вектора  $B$  с помощью теоремы о циркуляции.
- 23) Эффект Холла.
- 24) Контур с током в магнитном поле. Работа по перемещению проводника.
- 25) Намагниченность. Токи намагничивания.
- 26) Теорема о циркуляции вектора  $j$ .
- 27) Вектор напряженности магнитного поля  $H$ . Теорема о циркуляции вектора  $H$ .
- 28) Условия для магнитного поля на границе 2-х магнетиков.
- 29) Кривая намагничивания для ферромагнетиков. Гистерезис.
- 30) Явление электромагнитной индукции. Закон Фарадея. Закон электромагнитной индукции.
- 31) Явление самоиндукции. Индуктивность.
- 32) Взаимная индукция.
- 33) Энергия магнитного поля. Плотность энергии. Токи при замыкании и размыкании ключа в контуре.
- 34) Свободные колебания в контуре без активного сопротивления.
- 35) Свободные затухающие колебания в контуре.
- 36) Ток смещения.
- 37) Уравнения Максвелла.
- 38) Основные свойства электромагнитных волн. Уравнение волны для  $H$ .
- 39) Поперечность электромагнитной волны как следствие из уравнений Максвелла. Вектор Пойтинга.
- 40) Давление световой волны. Эффект Доплера.
- 41) Когерентность и монохроматичность световых волн. Фазовая и групповая скорость электромагнитной волны.
- 42) Время и длина когерентности, поперечная когерентность.
- 43) Интерференция световых волн: сложение интенсивностей света.
- 44) Определение координат максимумов интенсивности при интерференции в опыте Юнга.
- 45) Изменение фазы световой волны при отражении. Интерференция на тонких пленках.

- 46) Интерференция света: кольца Ньютона.
- 47) Многолучевая интерференция.
- 48) Принцип Гюйгенса-Френеля. Метод зон Френеля. Спираль Френеля.
- 49) Дифракция Френеля на круглом отверстии.
- 50) Дифракция Фраунгофера на щели.
- 51) Дифракция Фраунгофера на решетке.
- 52) Разрешающая способность и дисперсия дифракционной решетки.
- 53) Дифракция волн на двумерных структурах.
- 54) Понятие о голографии.
- 55) Классификация состояний поляризованного света.
- 56) Плоско-поляризованный свет. Степень поляризации. Закон Малюса.
- 57) Поляризация света при отражении и преломлении. Угол Брюстера.
- 58) Двулуче-преломление: основные свойства обыкновенного и необыкновенного лучей.
- 59) Двулуче-преломление: четверть- и полу-волновая пластинки.
- 60) Искусственная анизотропия.

Вторая мировая. В военную часть для поднятия боевого духа солдат приезжает сам Черчилль. Солдаты построены на плацу, Черчилль проходит перед ними. Останавливается перед одним:

– Представьтесь, солдат.

– Рядовой Джонсон, сэр! 23 года, женат, двое детей!

Черчилль одобряюще похлопывает его по щеке. Останавливается перед следующим солдатом:

– Капрал Харрис, сэр! 25 лет, женат, трое детей!

И этого похлопал. Ещё одна остановка перед солдатом:

– Рядовой Питерсон, сэр! 21 год, женат, семеро детей!

– Вот знаете, молодой человек, я очень люблю курить сигары. Но все-таки иногда вынимаю их изо рта.

1. Электрическое поле в вакууме, его характеристики.

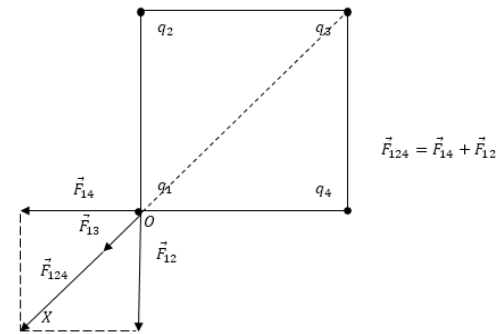
Любой электрический заряд создает поле. Электрическое поле имеет 2 хар-ки: напряженность  $E$  (силовая), потенциал  $\phi$  (энергетическая).

Существует элементарный заряд  $e = -1,6 \cdot 10^{-19}$  Кулона (Кл). Закон

$$\text{Кулона: } F = \frac{Kq_1q_2}{r^2}, U = \frac{A}{q}, E = \frac{q}{r^2}, \phi = \frac{q}{r}$$

2. Пример расчета электростатического поля на основе принципа суперпозиции.

Принцип суперпозиции: напряженность поля системы зарядов равна векторной сумме напряженностей полей, которые создавал бы каждый из зарядов системы в отдельности:  $\vec{E} = \int d\vec{E}_i, \vec{E} = \sum \vec{E}_i$ .



3. Поток вектора  $E$ . Теорема Гаусса в

интегральной и дифференциальной формах.  $\Phi = \oint (\vec{E}, \vec{dS}) = \frac{q_0}{\epsilon_0}, \text{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$ .

Поток вектора напряженности электростатического поля через произвольную замкнутую поверхность равен алгебраической сумме зарядов, охваченных этой поверхностью, деленной на электрическую постоянную.

Физический смысл: если дивергенция в какой-то точке не 0, значит в этой точке имеется заряд. Аналогично с интегралом: если он не 0, то в охваченной области находится заряд.

4. Пример расчета поля вектора  $E$  с помощью теоремы Гаусса.

Заряженная сфера имеет заряд  $q$  и радиус  $R$ . Какова напряженность внутри?  $E(r)4\pi r^2 = \frac{1}{\epsilon_0} \rho \frac{4}{3}\pi r^3, \rho = \frac{q}{\frac{4}{3}\pi R^3}$ .

$$E(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{R^3} r$$

5. Теорема о циркуляции вектора напряженности. Связь напряженности и потенциала поля.

Работа по перемещению заряда по замкнутому контуру равна нулю, то есть  $A = q \oint \vec{E} d\vec{l}$ .

$\oint \vec{E} d\vec{l} = 0$  – в интегральном виде,  $\text{rot} \vec{E} = \vec{0}$ .

Связь между напряженностью и потенциалом:  $\vec{E} = -\text{grad} \varphi$ , то есть линии напряженности направлены в сторону убыли потенциала.

$$\varphi = \frac{W}{q} = \frac{kq}{r}.$$

6. Проводники в электрическом поле. Поля внутри проводника и у его поверхности.

Заряд распределяется по всей поверхности проводника, поддерживая равновесие, которое может наблюдаться только при  $E_{\text{внутри}} = 0$  и  $E = E_n$  на поверхности.

Напряженность вблизи поверхности  $E = \frac{\sigma}{\epsilon \epsilon_0}$

Эквипотенциальные линии тем больше повторяют очертания проводника, чем они ближе к нему.

Поле внутри проводника нулевое, поскольку заряды перераспределяются при внесении проводника во внешнее поле до тех пор, пока не уравновесят его.

7. Электрический диполь, поле диполя. Сила, действующая на диполь.

Электрический диполь в электрическом поле. Энергия диполя.

Диполь – такая система, состоящая из двух зарядов, различающихся знаком, и расположенных на некотором расстоянии. Например, молекула воды. Центр тяжести зарядов определяется по формуле

$$\vec{r} = \frac{\sum q_i \vec{r}_i}{q} - \text{радиус-вектор одного из зарядов (+/-)}.$$

$p$  – электрический момент,  $p = \sum q_k r_k = \beta \epsilon_0 E$ .

Процесс поляризации протекает так, будто полюсы диполя связаны упругой силой, поэтому можно встретить сочетание «упругий диполь».

Если поместить диполь в поле, то он начнет выравниваться.

Получим момент силы  $M = qE * l * \sin \alpha = [pE]$ . Эл. момент стремится повернуться в одном с  $E$  направлении.

$$dW = pE * \sin \alpha d\alpha.$$

Максимальная энергия  $W = pE$  при противоположных направлениях  $p$  и  $E$ , минимальная  $-pE$  при одинаковой ориентации.

Поскольку поля обычно неоднородны, то диполь не только разворачивается, но и втягивается/выталкивается в одну из сторон.

$$F = q\Delta E = q \frac{\partial E}{\partial x} l \cos \alpha = p \frac{\partial E}{\partial x} \cos \alpha$$

Связанные заряды входят в состав молекулы, иона и тд, свободные(сторонние) могут перемещаться по проводнику свободно(электроны в металле).

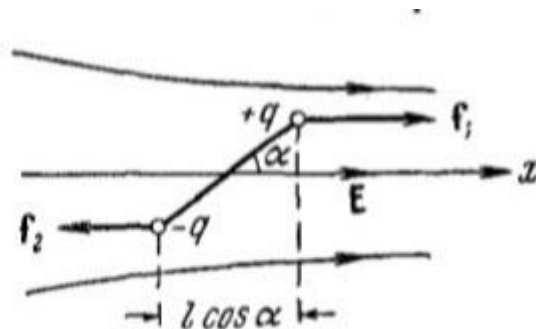


Рис. 29.

8. Электрическое поле в веществе. Связанные и сторонние заряды. Поляризованность вещества, вектор  $P$ .

$$P - \text{вектор поляризации диэлектрика. } P = \frac{\sum \Delta V p_i}{\Delta V} = \chi \epsilon_0 E$$

$\chi$  – диэлектрическая восприимчивость.  $\chi = n\beta$ .  $n$  – число молекул в единице объема.

9. Теорема Гаусса для вектора  $P$ .

$\oint \text{div} \vec{P} dV = - \int \partial' dV$ ,  $\text{div} \vec{P} = -\partial'$  – объемная плотность связанных зарядов. Если равна нулю, то диэлектрик поляризован однородно, кол-во связанных зарядов = 0.

10. Вектор электрического смещения  $D$ . Теорема Гаусса для  $D$ .

$D$  – электрическое смещение(индукция), введена для подсчета потока вектора  $E$  в диэлектрике, т.к.  $E$  связанных зарядов неизвестно.

$D = \epsilon_0 E + P = \epsilon_0 E(1 + \chi)$ ,  $(1 + \chi)$  – относительная диэлектрическая проницаемость среды.  $\Phi_D = \oint D_n dS = \sum q (= \int p dV$ , если заряды распределены непрерывно с постоянной плотностью).

### 11. Электрические условия на границе раздела двух диэлектриков.

Линии вектора  $D$  могут начинаться и заканчиваться только на свободных зарядах. При совмещении двух сред с разными  $\epsilon$  и  $\sigma$  вектор  $D$  пройдет без разрыва с преломлением.

$$\Phi_D = D_{1n}S_1 + D_{2n}S_2.$$

то есть  $D_{1n} = -D_{2n}$ , по модулю равны. Заменяем:

$$\epsilon_0 \epsilon_1 E_{1n} = \epsilon_0 \epsilon_2 E_{2n}.$$

$$\text{То есть } \frac{D_{1\tau}}{D_{1n}} = \frac{E_{1n}}{E_{1\tau}} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}.$$

$$\frac{\tan \alpha_1}{\tan \alpha_2} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}. \quad (\text{Подробнее стр.69})$$

том2 Савельев)

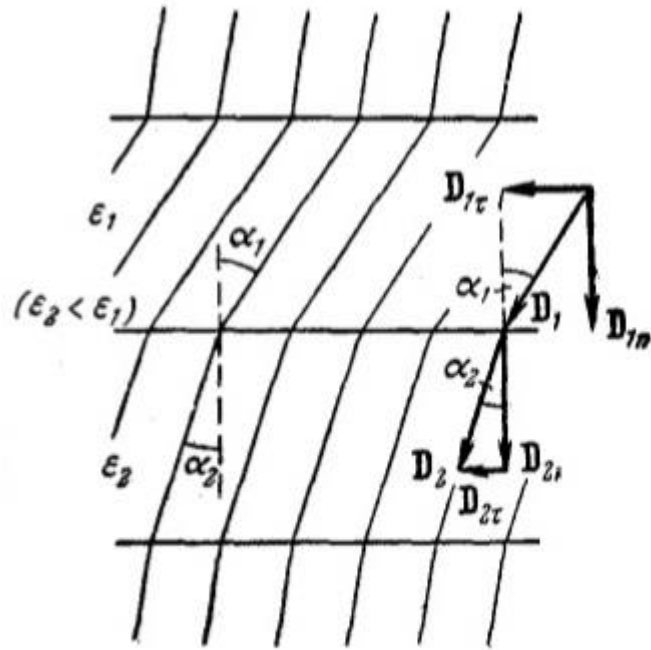


Рис. 38.

### 12. Электрическая энергия системы

зарядов. Энергия электрического

поля. Плотность энергии. Электрический гистерезис.

Принимаем, что энергия взаимодействия

зарядов на бесконечности равна нулю. Тогда

$$\text{работа по перемещению } A = q_1 \phi_1 =$$

$$= q_1 k \frac{q_2}{r_{12}}. \text{ При внесении еще одного заряда}$$

$$\text{получим } A = q_3 k \left( \frac{q_1}{r_{13}} + \frac{q_2}{r_{23}} \right). \text{ При сложении}$$

двух работ и преобразовании формулы получим

$$W = \frac{1}{2} \sum q_i \phi_i.$$

$$\text{Энергия конденсатора: } W = \frac{CU^2}{2} =$$

$$\frac{\epsilon_0 \epsilon S U^2}{2d} = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} V. \quad \omega = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} = \frac{DE}{2} =$$

$$\frac{\epsilon_0 E^2}{2} + \frac{EP}{2} - \text{плотность энергии. (подробнее стр.101 том2 Савельев).}$$

Гистерезис – явление запаздывания значения вектора  $P$  (а

следовательно, и  $D$ ) от значения  $E$ , из-за чего эти векторы зависят от

предшествующего состояния диэлектрика. График этого явления

называется петлей гистерезиса.

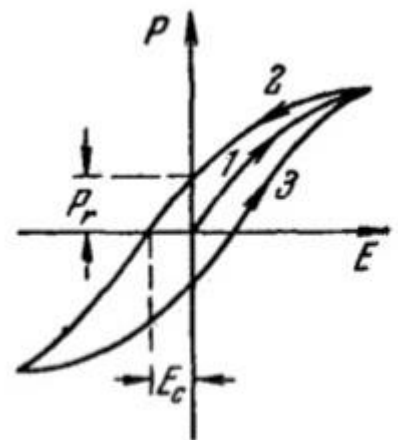


Рис. 42.

13. Сила и плотность тока. Уравнение непрерывности. Подвижность носителей тока.

Электрический ток – упорядоченное движение зарядов. Сила тока – значение заряда, переносимого током за единицу времени.

$i = \frac{dq}{dt}$  ( $\frac{q}{t}$  для постоянного тока). Несмотря на то, что частицы и движутся и без тока, скоростью частиц считается следствие поля, так как в покое средняя скорость частиц равна нулю, ибо они движутся в разных направлениях, уравновешивая друг друга.

Вектор плотности тока  $\vec{j} = \frac{di}{dS_n}$ .  $S_n$  – площадь по нормали, направлен по скорости.  $i = \int j_n dS$ .

Уравнение непрерывности:  $\oint \vec{j} d\vec{S} = -\frac{dq}{dt}$ ,  $\text{div} \vec{j} = -\frac{d\rho}{dt}$ .

Отражает закон сохранения эл. заряда. Для постоянного тока справа 0. Поскольку при движении зарядов они накапливаются на полюсах и останавливают ток, нужно отводить эти заряды, создать цепь, круговорот. Чтобы их отвести требуется сторонняя сила, возвращающая заряды вопреки их электростатической природе. Эта сила называется

электродвижущей силой ЭДС.  $\mathcal{E} = \frac{A}{q} = \oint E'_l dl$ , где  $E'_l$  напряженность сторонних сил.

(Параграф в Савельеве лучше в 100 миллионов раз, + он небольшой)

14. Закон Ома для однородных проводников. Закон Ома в локальной дифференциальной форме (Параграф в Савельеве лучше в 100 миллионов раз, + он небольшой)



### § 34. Закон Ома. Сопротивление проводников

Ом экспериментально установил закон, согласно которому *сила тока, текущего по однородному* (в смысле отсутствия сторонних сил) *металлическому проводнику, пропорциональна падению напряжения  $U$  на проводнике:*

$$I = \frac{1}{R} U. \quad (34.1)$$

Напомним, что в случае однородного проводника напряжение  $U$  совпадает с разностью потенциалов  $\varphi_1 - \varphi_2$  (см. (33.6)).

Обозначенная в формуле (34.1) буквой  $R$  величина называется электрическим сопротивлением проводника. Единицей сопротивления служит ом, равный сопротивлению такого проводника, в котором при напряжении в 1 В течет ток силой 1 А.

Величина сопротивления зависит от формы и размеров проводника, а также от свойств материала, из которого он сделан. Для однородного цилиндрического проводника

$$R = \rho \frac{l}{S}, \quad (34.2)$$

где  $l$  — длина проводника,  $S$  — площадь его поперечного сечения,  $\rho$  — зависящий от свойств материала коэффициент, называемый удельным электрическим сопротивлением вещества. Если  $l = 1$  и  $S = 1$ , то  $R$  численно равно  $\rho$ . В СИ  $\rho$  измеряется в ом-метрах (Ом·м).

Найдем связь между векторами  $\mathbf{j}$  и  $\mathbf{E}$  в одной и той же точке проводника. В изотропном проводнике упорядоченное движение носителей тока происходит в направлении вектора  $\mathbf{E}$ . Поэтому на-

правления векторов  $\mathbf{j}$  и  $\mathbf{E}$  совпадают<sup>1</sup>. Выделим мысленно в окрестности некоторой точки элементарный цилиндрический объем с образующими, параллельными векторам  $\mathbf{j}$  и  $\mathbf{E}$  (рис. 34.1). Через поперечное сечение цилиндра течет ток силой  $j dS$ . Напряжение, приложенное к цилиндру, равно  $E dl$ , где  $E$  — напряженность поля в данном месте. Наконец, сопротивление цилиндра, согласно формуле (34.2), равно  $\rho(dl/dS)$ . Подставив эти значения в формулу (34.1), придем к соотношению

$$j dS = \frac{dS}{\rho dl} E dl, \text{ или } j = \frac{1}{\rho} E.$$

Воспользовавшись тем, что векторы  $\mathbf{j}$  и  $\mathbf{E}$  имеют одинаковое направление, можно написать

$$\mathbf{j} = \frac{1}{\rho} \mathbf{E} = \sigma \mathbf{E}. \quad (34.3)$$

Эта формула выражает закон Ома в дифференциальной форме.

15. Закон Ома для однородных проводников. Закон Ома в локальной дифференциальной форме.

Сторонние силы — силы, возвращающие заряды, ЭДС.  $I_{12} R_{12} = (\phi_1 - \phi_2) + \varepsilon_{12}$ . Обобщенный, т.к. учитывает и сторонние силы. В диф.форме  $\vec{j} = \sigma(\vec{E} + \vec{E}_{\text{стор}})$ .

16. Закон Джоуля-Ленца. Мощность.

$$Q = RI^2t, Q = \int_0^t Ri^2 dt \text{ (если сила изменяется со временем)}. В$$

различных местах проводника  $dQ = \rho j^2 dV dt$ .

Разделив тепло на объем в времени получим удельную мощность

$$\omega = \rho j^2 = \sigma E^2, \text{ что есть дифференциальная запись закона}$$

Джоуля-Ленца. (Праграф в Савельеве лучше в 100 миллионов раз, + он небольшой)

**17. Вектор магнитной индукции  $\vec{B}$ . Магнитное поле равномерно движущегося заряда. Принцип суперпозиции полей.**

Вектор магнитной индукции  $\vec{B}$  является аналогом напряженности  $\vec{E}$  для электростатических сил. Магнитное поле – силовое поле, созданное движущимися зарядами и действующее на движущиеся заряды (проводники с током). Принцип суперпозиции полей

аналогичен  $\vec{E}$ :  $\vec{B} = \int d\vec{B}_i, \vec{B} = \sum \vec{B}_i$ . Применимо правило правого буравчика. Магнитное поле движущихся зарядов

Опыт дает, что в случае, когда  $v \ll c$ , магнитная индукция поля движущегося заряда определяется формулой

$$\vec{B} = k' \frac{q [\vec{v}\vec{r}]}{r^3}, \quad (41.4)$$

где  $k'$  — коэффициент пропорциональности.

Значение коэффициента пропорциональности  $k'$  зависит от выбора единиц величин, фигурирующих в формуле (41.4). В рационализованной форме соотношение (41.4) записывается следующим образом

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q [\vec{v}\vec{r}]}{r^3}. \quad (41.5)$$

Этой формуле можно получить для

18. Закон Био-Савара-Лапласа.

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0 i [d\vec{l}, \vec{r}]}{4\pi r^3},$$
 то есть магнитное поле любого тока может быть вычислено как векторная сумма элементарных его участков

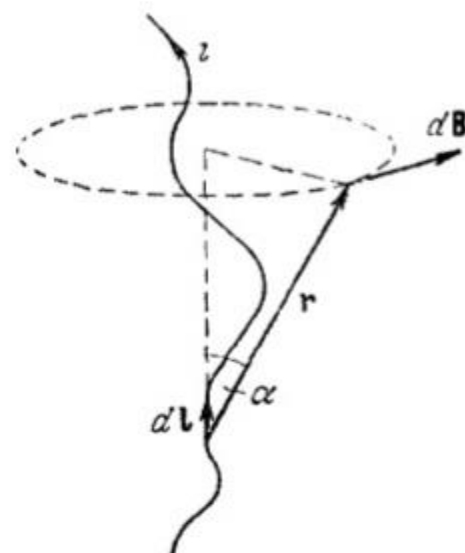


Рис. 64.

#### § 40. Закон Био — Савара. Поле движущегося заряда

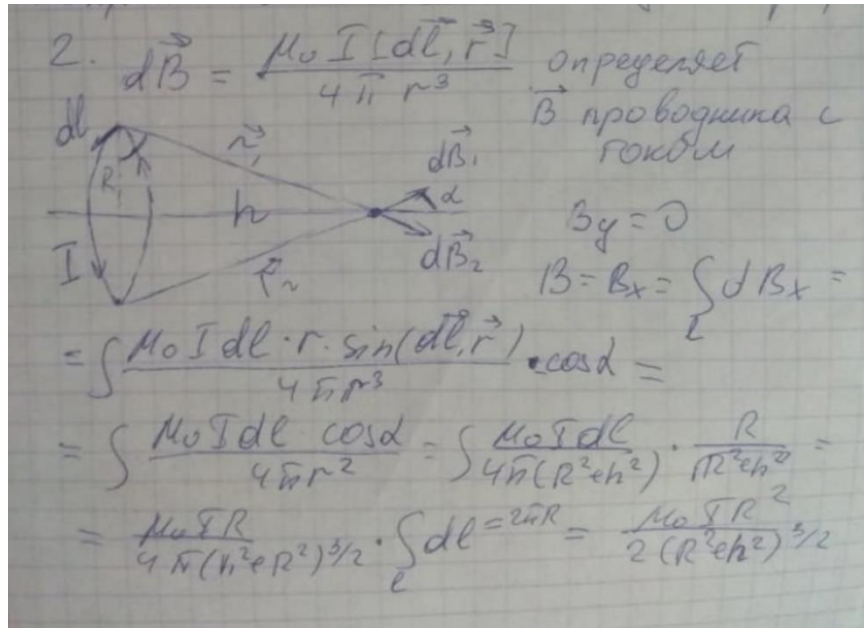
Био и Савар провели в 1820 г. исследование магнитных полей токов различной формы. Они установили, что магнитная индукция во всех случаях пропорциональна силе тока, создающего магнитное поле, и более или менее сложным образом зависит от расстояния до той точки, в которой определялась  $\mathbf{B}$ . Лаплас проанализировал экспериментальные данные, полученные Био и Саваром, и нашел, что магнитное поле любого тока может быть вычислено как векторная сумма (суперпозиция) полей,

128

создаваемых отдельными элементарными участками тока. Для магнитной индукции поля, создаваемого элементом тока длины  $dl$ , Лаплас получил формулу

$$d\mathbf{B} = k' \frac{i [d\vec{l}, \vec{r}]}{r^3}, \quad (40.1)$$

19. Пример расчета магнитных полей:



20. Теорема Гаусса для вектора  $\vec{B}$ .

$\oint (\vec{B}, d\vec{S}) = 0, \text{div} \vec{B} = 0$ . То есть у магнитного поля не существует источника, как у напряженности  $\vec{E}$  от заряда  $q$ .

21. Теорема о циркуляции вектора  $\vec{B}$ .

$\oint (\vec{B}, d\vec{l}) = \frac{\mu_0 i}{2\pi} \oint d\alpha = \mu_0 I_{\text{охваченное}}$  для всего контура

$\text{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{j}$  то есть магнитное поле всегда вихревое.

22. Примеры расчета вектора  $\vec{B}$  с помощью теоремы о циркуляции.  
Задача 18.7.

23. Эффект Холла.

Если металлическую пластинку, вдоль которой протекает электрический ток, поместить в магнитное поле, перпендикулярное ей, то между параллельными току гранями

возникает разность потенциалов  $U_H = RbjB$ ,  $b$  – ширина пластинки,  $j$  –

плотность тока,  $B$  – магнитная индукция поля,  $R$  – постоянная Холла, индивидуальный для каждого металла. Эффект объясняется воздействием силы Лоренца  $f = euB$  на свободные заряды в металле.

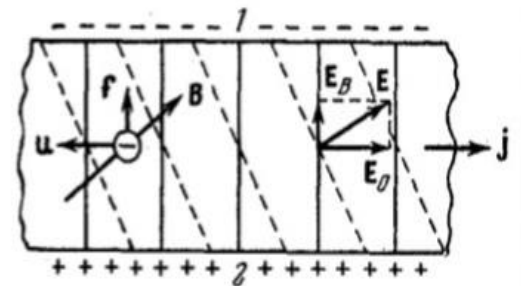


Рис. 148.

Возникает поперечное поле  $E_B = uB$ , то есть  $U_H = \frac{1}{ne} b j B$ ,  $R = \frac{1}{ne}$ .  
 То есть, замерив постоянную Холла, можно найти концентрацию свободных носителей заряда. Если в поле  $E$  носители обретают скорость  $u$ , то их подвижность  $u_0 = \frac{u}{E}$ , а проводимость  $\sigma = ne u_0$

#### 24. Контур с током в магнитном поле. Работа по перемещению проводника.

Поле действует на проводник с током по закону Ампера с силой  $df = iB \sin \alpha dl$ , на движущийся заряд влияет сила Лоренца  $f = e'[vB]$ .  
 $M = p_m B$ , момент стремится повернуть контур так, чтобы магнитный момент контура совпал по направлению с  $B$ . Чтобы повернуть контур против силы, воссоединяющей  $p_m$  и  $B$ , нужно совершить работу  
 $dA = M d\alpha = p_m B \sin \alpha d\alpha$ . Это работа переходит в потенциальную энергию контура в поле. Работа по перемещению проводника  
 $dA = i B_n l dS = i d\Phi$ ,  $d\Phi$  – поток магнитной индукции, пересекаемый проводником при движении. Работа по передвижению контура  $A = 2p_m B$

#### 25. Намагниченность. Токи намагничивания.

##### 5.2 Намагниченность. Микро- и Макро- токи

Введём понятие вектора намагниченности.

*Вектор намагниченности  $\mathbf{J}$  - отношение магнитного момента малого объема  $\Delta V$  вещества к величине этого объема.*

$$\bar{\mathbf{J}} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{\Delta V} \bar{\mathbf{P}}_m, \quad (5.3)$$

где  $\mathbf{P}_m$  - магнитные моменты атомов.

*Физический смысл  $\mathbf{J}$  - это магнитный момент единицы объема вещества.*

Различают два типа токов, создающих магнитное поле:

1) Микротоки - токи, обусловленные движением электронов в атомах, молекулах.

2) Макротоки - токи проводимости.

Важно отметить, что магнитное поле создается любыми токами, независимо от их природы.

Вещество становится намагниченным под действием магнитного поля и создает собственное магнитное поле, то есть  $B = B_0 + B'$ . В покое  $B' = 0$ , так как круговые токи молекул беспорядочны и

уравновешивают друг друга. Под действием поля эти токи обретают ориентацию, из-за чего порождается поле  $B'$ . Намагниченность характеризуется вектором намагниченности  $J = \frac{\sum p_m}{\Delta V}$ , где  $p_m$  – магнитный момент отдельной молекулы, а  $\Delta V$  – бесконечно малый объем. Токи намагничивания:  $\oint B_l dl = \mu_0 \sum i + \mu_0 \sum I_M$ ,  $I_M$  – неизвестный нам ток.  $\sum I_M = \oint J_l dl$ ,  $\oint (\frac{B}{\mu_0} - J) dl = \sum i$

## 26. Теорема о циркуляции вектора $\vec{j}$ .

циркуляция вектора  $\vec{J}$  по произвольному замкнутому контуру  $L$  равна алгебраической сумме токов намагничивания, охватываемых контуром  $L$

$I_M = \oint J dl$ , то есть намагниченность порождает ток в теле.

Дифференциальная форма уравнения (16.4) имеет вид

$$\boxed{\vec{\nabla} \times \vec{J} = \vec{j}}, \quad (16.5)$$

т.е. ротор вектора намагниченности равен плотности тока намагничивания в той же точке пространства.

Поскольку в магнетиках, помещенных во внешнее магнитное поле, возникают токи намагничивания, то циркуляция вектора  $\vec{B}$  будет определяться не только токами проводимости, но и токами намагничивания:

$$\oint_L \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 (I + I'), \quad (16.6)$$

где  $I'$  – сумма токов намагничивания  $\vec{J}$  в общем смысле. Для упрощения изучения поля в магнетиках вводят вспомогательный вектор. Пусть в уравнениях (16.6) и (16.4) циркуляция векторов  $\vec{B}$  и  $\vec{J}$  берется по одному контуру  $L$ . Преобразуем уравнение (16.6):

$$\oint_L \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 (I + \oint_L \vec{J} \cdot d\vec{l}), \quad \oint_L \left( \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} \right) \cdot d\vec{l} = I.$$

Напряженностью магнитного поля называется вектор  $\vec{H}$ :

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

Единица напряженности магнитного поля в СИ — ампер на метр (1 А/м).



## 27. Вектор напряженности магнитного поля $H$ . Теорема о циркуляции вектора $H$ .

По аналогии с  $D$  для напряженности  $H$  из-за того, что конечное  $B$  есть сумма магнитного поля тока и намагниченного тела, поле которого нам не известно, вводится величина  $H$ , напряженность магнитного поля.

$$H = \frac{B}{\mu_0} - J = \frac{B}{\mu_0 \mu}, \mu = 1 + \chi \text{ и теорема о циркуляции:}$$

$\oint H_l dl = \sum i = \oint j_n dS$ . Такой аналог создан в том числе потому, что раньше считалось, что есть и магнитные массы, как электрические заряды.

## 28. Условия для магнитного поля на границе 2-х магнетиков.

$$\Phi_D = B_{1n} S_1 + B_{2n} S_2.$$

то есть  $B_{1n} = -B_{2n}$ , по модулю равны.

$$\text{Заменяем: } \mu_0 \mu_1 H_{1n} = \mu_0 \mu_2 H_{2n}.$$

$$\text{То есть } \frac{B_{1\tau}}{B_{2\tau}} = \frac{\mu_1}{\mu_2}, \quad \frac{H_{1n}}{H_{2n}} = \frac{\mu_2}{\mu_1}.$$

$\tan \alpha_1 = \frac{\mu_1}{\mu_2}$ . Все аналогично ситуации преломления  $D$  в вопросе 11.

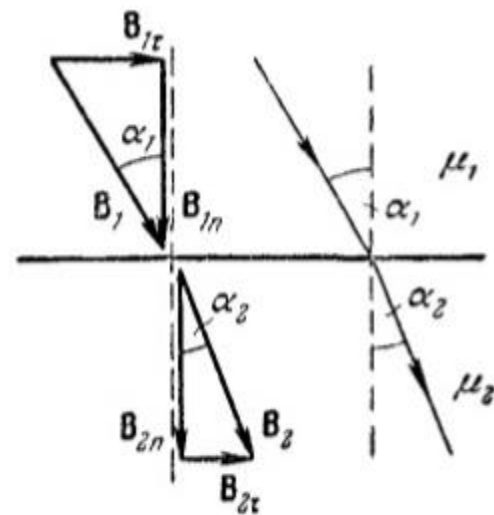


Рис. 81.

## 29. Кривая намагничивания для ферромагнетиков. Гистерезис.

Ферромагнетики – вещества, способные сохранять намагниченность в отсутствии внешнего магнитного поля. Железо, никель, кобальт и др. Из-за своих сильномагнитных свойств кривая насыщения (слева) имеет нелинейный вид. Также явно наличие гистерезиса. Даже после обнуления (точки 2 и 5) внешнего поля сохраняются поле  $B_r$  – остаточная индукция, и намагничение  $J_r$  – остаточное намагничивание.

Точка 3 достигается при наличии коэрцитивной силы, противоположной изначальному намагничиванию. Если намагничивание достигает насыщения (1 и 4), то это *максимальная петля гистерезиса*, если нет, то *частный цикл* (пунктирный график).

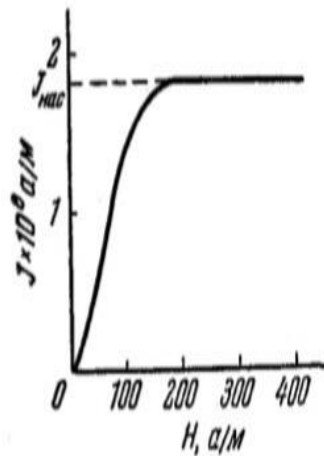


Рис. 101.

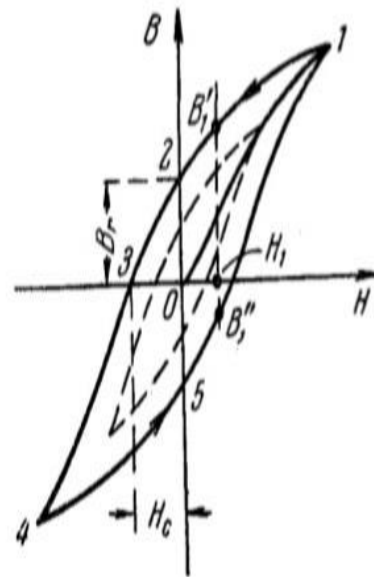


Рис. 102.

### 30. Явление электромагнитной индукции. Закон Фарадея.

Закон электромагнитной индукции.

При изменении потока магнитного поля, проходящего через контур, в проводящем контуре возникает электрический ток. Величина тока зависит только от скорости изменения потока. Правило Ленца: индукционный ток всегда направлен так, чтобы противодействовать силе его порождающей. Закон Фарадея:

$$\mathcal{E} = - \frac{d\Phi}{dt}.$$

### 31. Явление самоиндукции. Индуктивность.

Текущий в контуре электрический ток  $i$  создает магнитный поток  $\Psi$  (потокосцепление,  $\Psi = NBS = \sum \Phi$ , для одного витка  $\Psi = \Phi$ ). Этот поток порождает э.д.с. Это и есть самоиндукция.  $\Psi = Li$ , где  $L$  – индуктивность контура. Эта линейная зависимость работает только в отсутствии ферромагнетиков с их свойствами. Индуктивность соленоида (катушка такая)  $\Psi = N\Phi = N = nlBS = \mu_0 \mu n^2 l S i$ , считая длину  $l$  очень большой (иначе будет влияние потока из концов катушки).  $\mathcal{E} = -L \frac{di}{dt}$  и  $-(L + i \frac{dL}{di}) \frac{di}{dt}$  (для ферромагнетиков)



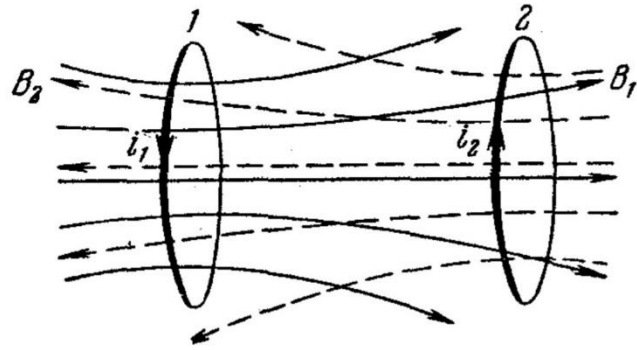
### 32. Взаимная индукция.

Первый контур создает поток  $\Psi_2 = L_{21}i_1$ , а при изменении  $i_1$  во втором контуре

индуцируется  $\mathcal{E}_{i2} = -L_{21} \frac{di_1}{dt}$ .

Полная энергия поля будет

$$W = \frac{L_1 i_1^2}{2} + \frac{L_2 i_2^2}{2} + L_{21} i_1 i_2 = \\ = \frac{1}{2} \sum_{i,k=1}^N L_{ik} i_i i_k$$



### 33. Энергия магнитного поля. Плотность энергии. Токи при замыкании и размыкании ключа в контуре.

Цепь состоит из источника э.д.с., ключа и катушки,  $L$  которой не зависит от  $i$  с

сопротивлением  $R$ .  $I_0 = \frac{\mathcal{E}}{R}$ . Отключим

источник и замкнем переключатель на коротко (на висющую точку, отключив источник). Э.д.с самоиндукции  $iR = \mathcal{E}_S =$

$-L \frac{di}{dt}$ , тогда  $\frac{di}{dt} + i \frac{R}{L} = 0$ , интегрируем диф.ур. с раздел.переменными и получаем

$i = I_0 e^{-\frac{R}{L}t}$  – зависимость убывания тока(1) при отключении. При включении обратно

$iR = \mathcal{E} + \mathcal{E}_S = \mathcal{E} - L \frac{di}{dt}$   $i = I_0(1 - e^{-\frac{R}{L}t})$  – зависимость нарастания тока(2).

Энергия поля:  $dA = \mathcal{E}_S i dt = -\frac{d\Psi}{dt} i dt = -i d\Psi =$  (при  $L = const$ )  $-L i di$ . Энергия

поля  $A = -\int_i^0 L i di = \frac{Li^2}{2}$

Для соленоида  $L = \mu_0 \mu n^2 V$ ,  $H = ni$ ,  $W = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} V$ . Плотность

энергии  $\omega = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2}$

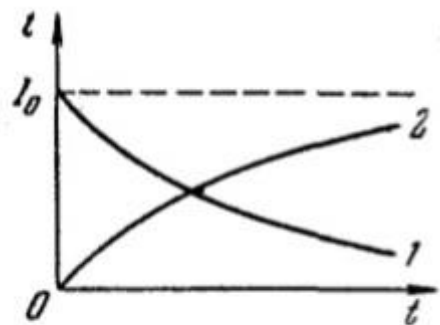
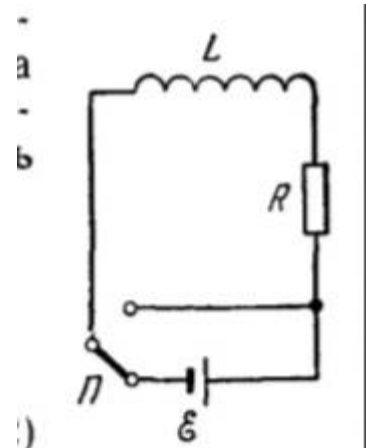


Рис. 114.

### 34. Свободные колебания в контуре без активного сопротивления.

Колебательный контур состоит из катушки и конденсатора. Цепь без сопротивления, то есть колебания не угающие. Полная

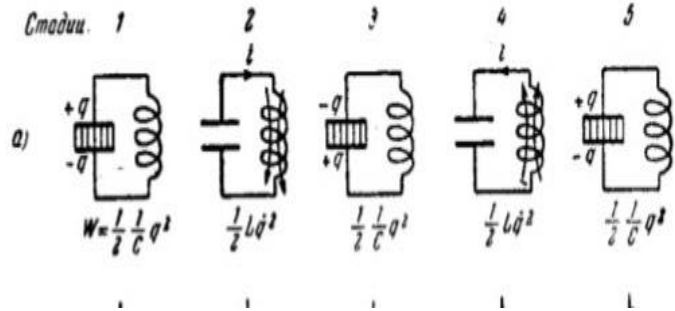
энергия  $W = \frac{q_m^2}{2C} = \frac{Li_m^2}{2}$  Во

время колебаний внешнего напряжение нет, поэтому

$U_C = \frac{q}{C}$  и  $U_L = L \frac{di}{dt}$  в сумме дают ноль. Получим  $L \frac{di}{dt} + \frac{q}{C} = 0$ ,

$\ddot{q} + \frac{1}{LC} q = 0, \ddot{q} + \omega_0^2 q = 0, T = 2\pi\sqrt{LC}$ . Решением будет

$q = q_m \cos(\omega_0 t + \alpha)$ . Сила тока колебаний  $i = -\omega_0 q_m \sin(\omega_0 t + \alpha)$ .



### 35. Свободные затухающие колебания в контуре.

Поскольку реальные контуры обладают сопротивлением, получим

$$\ddot{q} + \frac{R}{L} \dot{q} + \frac{1}{LC} q = 0, \ddot{q} + 2\beta \dot{q} + \omega_0^2 q = 0.$$

Решением будет  $q = q_m e^{-\beta t} \cos(\omega t + \alpha)$ ,  $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}$ ,  $i = \omega_0 q_m e^{-\beta t} \cos(\omega t + \alpha + \psi)$ ,  $\frac{\pi}{2} < \psi < \pi$ . Логарифмический

декремент затухания  $\lambda = \beta T$ . Добротность контура  $Q = \frac{\pi}{\lambda} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}$ .

Критическое сопротивление, при котором колебания становится

непериодическими  $R_k = 2\sqrt{\frac{L}{C}}$ .

### 36. Ток смещения.

Максвелл предположил, что линии тока проводимости (в цепи) переходят в линии тока смещения на границах конденсатора.

Плотность тока  $j_{\text{пр}} = \frac{\dot{q}}{S} = \frac{d\frac{q}{S}}{dt} = \dot{\sigma}$ ,  $j_{\text{см}} = \dot{D}$ . Циркуляция вектора  $H$  равна  $\oint H_l dl = \int (j_{\text{пр}} + \dot{D})_n dS$ .

### 37. Уравнения Максвелла.

1)  $\oint E_l dl = - \int (\frac{\partial B}{\partial t})_n dS, \oint B_n ds = 0$ . Первое устанавливает связь  $E$  и  $B$ , закон электромагнитной индукции. Второе: линии  $B$  замкнуты или уходят в бесконечность.  $rot E = - \frac{\partial B}{\partial t}, div B = 0$ .

2)  $\oint H_l dl = \int j_n dS + \int (\frac{\partial D}{\partial t})_n dS, \oint D_n ds = \int \rho dV$ . Первое устанавливает связь между токами проводимости и смещения и порождаемым ими магнитным полем, второе показывает, что линии вектора  $D$  могут начинаться и заканчиваться на зарядах.

$$rot H = j + \frac{\partial D}{\partial t}, div D = \rho.$$

$$3) D = \epsilon_0 \epsilon E, H = \frac{B}{\mu_0 \mu}, j = \sigma E.$$

### 38. Основные свойства электромагнитных волн. Уравнение волны для $H$ .

Скорость электромагнитной волны в вакууме равна скорости света. Векторы  $H$  и  $E$  всегда ортогональны друг другу,  $E = E_m \cos(\omega t - kx), H = H_m \cos(\omega t - kx)$ . 1) поглощение;

2) рассеяние;

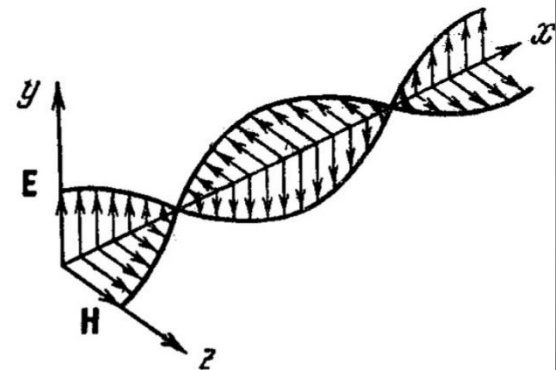
3) преломление;

4) отражение;

5) интерференция;

6) дифракция;

7) поляризация.



### 39. Поперечность электромагнитной волны как следствие из уравнений Максвелла. Вектор Пойнтинга.

Следствие  
поперечности волны  
представлено на  
картинках. Конечные  
формулы сверху в  
вопросе 38.

$$\text{Плотность волны } \omega = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} + \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2}.$$

Поскольку фазы E и H  
одинаковы, можно

$$\text{сказать } \omega = \epsilon_0 \epsilon E^2 = \sqrt{\epsilon_0 \epsilon \mu_0 \mu} E H. \quad S = [EH].$$

Вектор Пойнтинга отражает направление  
переноса энергии волной.

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial E_y}{\partial x} &= -\mu\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t}, \\ \frac{\partial H_z}{\partial x} &= -\epsilon\epsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t}, \\ \frac{\partial E_z}{\partial x} &= \mu\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t}, \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} &= \epsilon\epsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial t}. \end{aligned} \right\}$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial H_x}{\partial t} &= 0, \\ \frac{\partial E_z}{\partial x} &= \mu\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t}, \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} &= -\mu\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t}, \\ \frac{\partial E_x}{\partial t} &= 0, \\ \frac{\partial H_z}{\partial x} &= -\epsilon\epsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t}, \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} &= \epsilon\epsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial t}. \end{aligned} \right\}$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial x} = 0, \\ \frac{\partial E_x}{\partial x} = 0.$$

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \epsilon\epsilon_0 \mu\mu_0 \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}.$$

#### 40. Давление световой волны. Эффект Допплера.

$$\text{Фотон обладает импульсом } p = \frac{\epsilon}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h2\pi}{\lambda}$$

ировав по x второе  
алогичных преобраз

А раз обладает импульсом, то есть и сила, с которой  
он воздействует, а значит есть и давление. Если  
принять долю отражаемых фотонов  $\chi$ , то давление  
будет  $P = (1 + \chi) \frac{\epsilon}{c} N = (1 + \chi) \omega$  (плотность энергии).

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} = \epsilon\epsilon_0 \mu\mu_0 \frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2}.$$

Эффект Допплера – эффект уменьшения воспринимаемой частоты при  
движении источника, как при продольном  $\frac{\Delta\nu}{\nu} = -\frac{v}{c}$  (часто приводят в  
пример изменяющийся звук поезда в метро), так и при поперечном  $\frac{\Delta\nu}{\nu} =$   
 $-\frac{v^2}{2c^2}$  векторе скорости (движется, например, по кругу). Полный вывод  
формул стр.214 том3 Савельев.

#### 41. Когерентность и монохроматичность световых волн. Фазовая и групповая скорость электромагнитной волны.

Монохроматичный свет – свет, длина волны которого лежит в очень  
малом интервале, то есть свет одноцветный.

Волны когерентны, если разность их фаз постоянна. Амплитуда таких  
волн  $A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\alpha_2 - \alpha_1)$ , а интенсивность  $I = I_1 +$   
 $I_2 + 2\sqrt{I_1I_2} \cos(\alpha_2 - \alpha_1)$ . Из-за такой зависимости интенсивностей

существует явление интерференции, то есть такое перераспределение интенсивностей, при котором возникают максимумы и минимумы. Фазовая скорость волны – скорость, с которой перемещается данное значение фазы  $v = \frac{\omega}{k}$  (грубо говоря то, что мы понимаем под скоростью вообще. Например, с какой скоростью движется горб волны в ее направлении). В то же время даже монохроматическая волна есть группа волн, наложенных друг на друга, поэтому вычислим их общую, групповую, скорость (если волна все же из разночастотных волн)  $u = \frac{d\omega}{dk} = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}$ .

#### 42. **Время и длина когерентности, поперечная когерентность.**

Время  $\tau$  когерентности – время, за которое фаза волны в некоторой точке меняется на  $\pi$ . Длина когерентности – расстояние, пройденное волной за время  $\tau$ , то есть  $l_{\text{ког}} = \frac{2\pi}{\Delta\omega} \cdot c$ . Радиус поперечной (пространственной) когерентности (на картинке)  $\rho_{\text{ког}} \sim \frac{\lambda}{\varphi}$

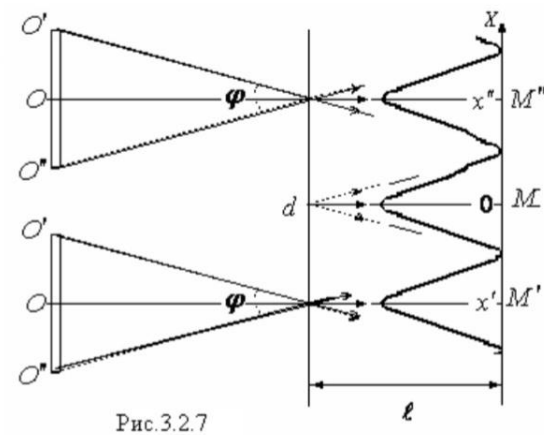


Рис.3.2.7

#### 43. Интерференция световых волн: сложение интенсивностей света.

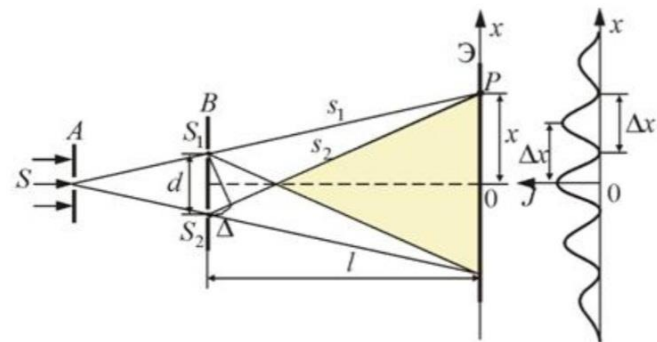
Смотри вопрос 41.

#### 44. **Определение координат максимумов интенсивности при интерференции в опыте Юнга.**

$S_1^2 = l^2 + (x - \frac{d}{2})^2, S_2^2 = l^2 + (x + \frac{d}{2})^2, \Delta = \frac{xd}{l}$ . Максимумы и минимумы интенсивности наблюдаются на

$$x_{\text{max}} = \pm m \frac{l}{d} \lambda_0,$$

$$x_{\text{min}} = \pm (m + \frac{1}{2}) \frac{l}{d} \lambda_0.$$



**45. Изменение фазы световой волны при отражении. Интерференция на тонких пленках.**

Оптическая разность хода  $\Delta = ns_2 - s_1 = 2dn \cos i_2 = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i_1}$ . Также нужно учесть, что при отражении из оптически менее плотной среды от более плотной фаза меняется на  $\pi$  (точка О), наоборот уже не меняется (точка С). Если поставить на пути лучей 1 и 2 собирательную линзу, то лучи будут интерферировать. После элементарных преобразований получим предельную толщину пластинки, при которой можно наблюдать интерференцию

$$b < \frac{\lambda_0^2}{2\Delta\lambda_0\sqrt{n^2 - \sin^2 i_1}}.$$

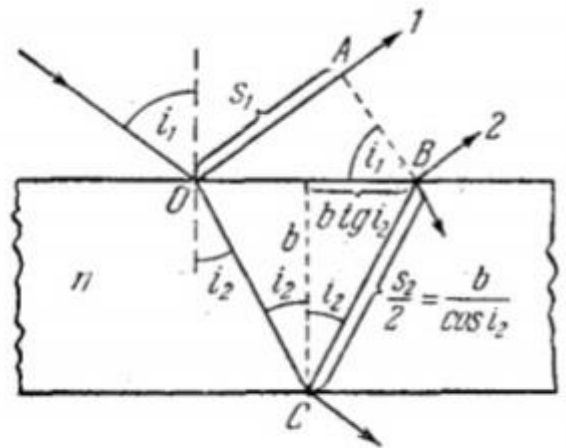


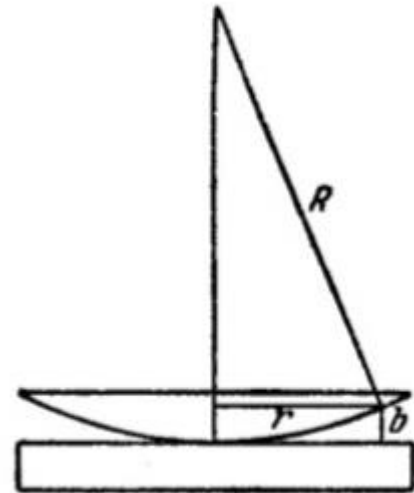
Рис. 48.

**46. Интерференция света: кольца Ньютона.**

Кольца Ньютона наблюдаются с помощью такой установки: стеклянная пластинка, выпуклая линза с большим радиусом кривизны (то есть она довольно плоская, т.к. она кусочек большого шара). Роль тонкой пленки играет воздушный зазор между элементами. При нормальном падении света видны эллипсы.  $R^2 = (R - b)^2 + r^2 \approx R^2 -$

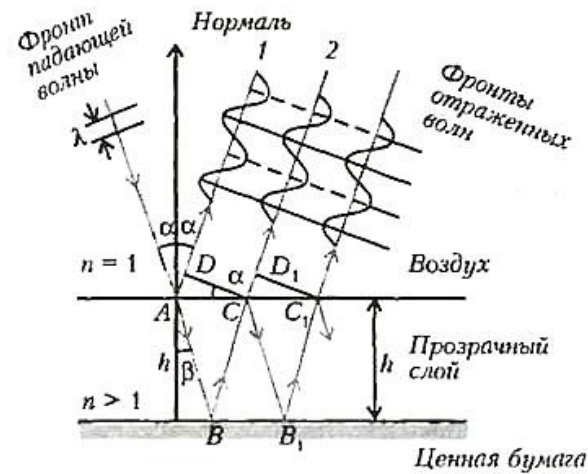
$$2Rb + r^2. \Delta = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2} = m \frac{\lambda_0}{2}, \text{ тогда радиус}$$

$$\text{колец } r = \sqrt{\frac{R\lambda_0}{2}(m - 1)}.$$



#### 47. Многолучевая интерференция.

Многолучевая интерференция – сложение многих волн, образовавшихся в результате последовательных отражений падающего света от нижней границы прозрачной пленки. Разность хода соседних лучей  $\Delta_{12} = m(\alpha)\lambda = 2h\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}$ .  $n$  – количество видимых максимумов интерференции.



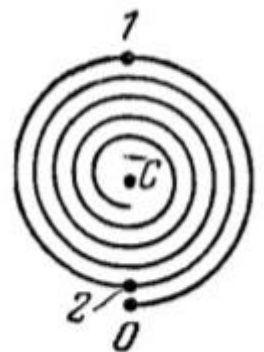
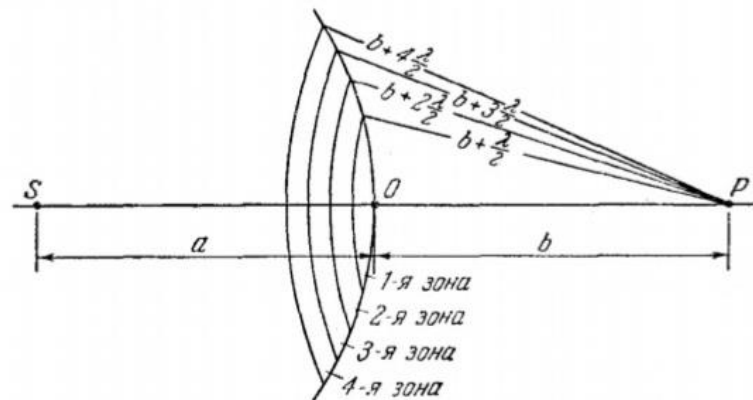
#### 48. Принцип Гюйгенса-Френеля. Метод зон Френеля. Спираль Френеля.

Принцип Гюйгенса-Френеля:  $\xi = \int K(\varphi) \frac{a_0}{r} \cos(\omega t - kr + a_0) dS$ .

Эта поехавшая формула показывает результирующее колебание от площади некоторой излучающей поверхности на расстоянии  $r$  от нее под углом  $\varphi$ .  $K$  – коэффициент пропорциональности.

Френель разбил волновую поверхность на зоны, расстояния от  $P$  до их краев различается на  $\frac{\lambda}{2}$ . То есть

колебания соседних зон отличаются на  $\pi$ . Площадь сегмента из  $m$   $S_m = \frac{\pi abm\lambda}{a+b}$ , а их радиусы  $r_m = \sqrt{\frac{abm\lambda}{a+b}}$ .

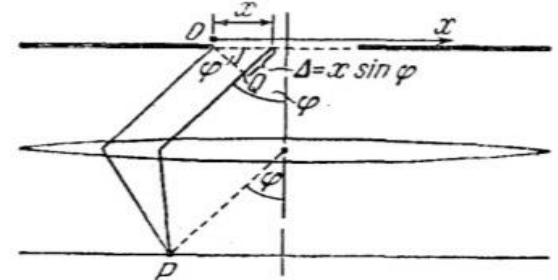
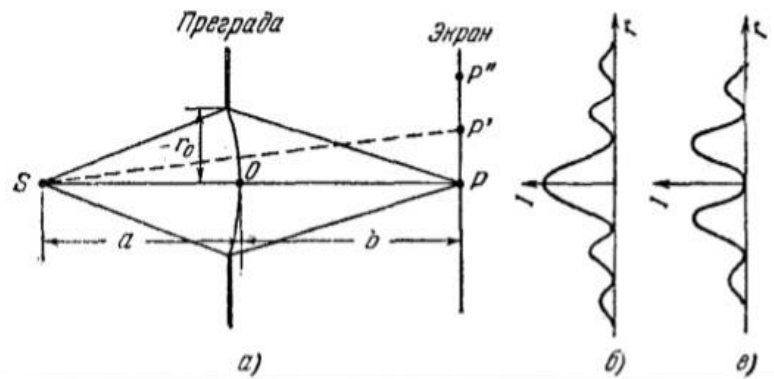


Амплитуда колебаний  $A = \frac{A_1}{2}$ . То есть действие всей поверхности эквивалентно действию центральной зоны, значит свет от  $S$  к  $P$  распространяется почти прямолинейно. Если на пути поставить непрозрачный экран, открывающий только центральную зону, то амплитуда в точке  $P$  будет  $A_1$ , а интенсивность будет в 4 раза выше, чем при отсутствии преграды. Спираль Френеля отражает амплитуды зон, разности в фазах  $\pi$  (01 самый большой, 12 меньше и так далее по полкруга). Таким образом можно загородить четные/нечетные зоны и интенсивность света возрастет, эффект будет похож на собирательную линзу.

#### 49. Дифракция Френеля на круглом отверстии.

Поставим на пути сферической волны экран с круглым отверстием. Если  $r_0 = \sqrt{\frac{abm\lambda}{a+b}}$ , экран оставит  $m$  открытых зон.

Амплитуда будет  $A = \frac{A_1}{2} \pm \frac{A_m}{2}$ . В зависимости от того, четное  $m$  или нечетное, будет зависеть дифракционная картина: нечетное  $b$ , четное  $a$ .

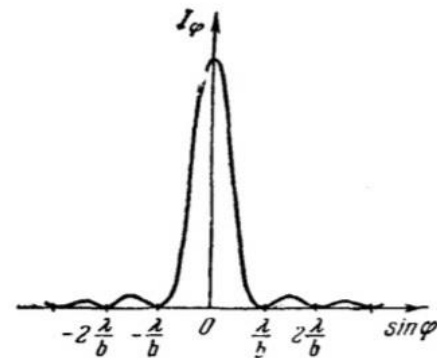


#### 50. Дифракция Фраунгофера на щели.

Пусть на длинную узкую щель падает свет. За щелью поместим собирающую линзу, а за линзой в фокальной плоскости экран. Амплитуда колебания элементарной зоны

ширины  $dx$  равна  $dA = \frac{A_0}{b} dx$ .

Минимумы интенсивности достигаются при  $b \sin \varphi = \pm k\lambda$ . График интенсивности:

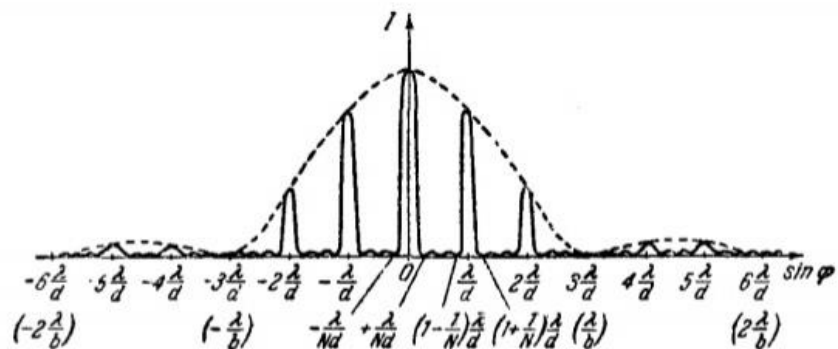


#### 51. Дифракция Фраунгофера на решетке.

Дифракционная решетка – совокупность большого числа одинаковых щелей на одинаковом расстоянии  $d$  – период решетки.  $A = \sum \Delta A_i$ . При  $b \sin \varphi = \pm k\lambda$  амплитуда равна нулю. Разность фаз

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \varphi.$$

Количество максимумов  $m \leq \frac{d}{\lambda}$ . При этом ближе всего к центру картинки у каждого спектра будут полосы фиолетового цвета.

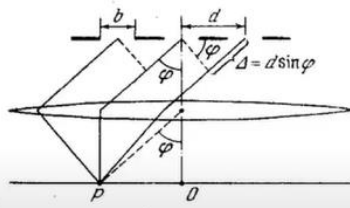




## 52. Разрешающая способность и дисперсия дифракционной решетки.

Дифракционная решетка – совокупность большого числа одинаковых, отстоящих друг от друга на одно и тоже расстояние щелей.

Период решетки – расстояние  $d$  между серединами соседних щелей.



$$b \sin \varphi = k \lambda, \quad k \in \mathbb{Z}$$

Условие дифракционных минимумов

$$d \sin \varphi = m \lambda, \quad m \in \mathbb{Z}$$

Условие дифракционных максимумов

$$d \sin \varphi = \frac{k'}{N} \lambda, \quad \text{Условие побочных минимумов}$$

$$k' = 1, 2, \dots, N-1, N+1, \dots, 2N-1, 2N+1, \dots$$

## Дисперсия дифракционной решетки

Дисперсия определяет угловое или линейное расстояние между двумя спектральными линиями, отличающимися по длине волны на единицу.

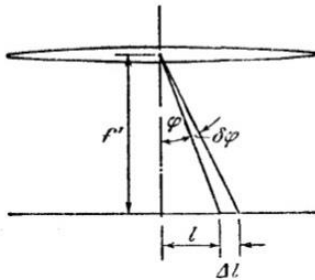
Угловой дисперсией называется величина:  $D = \frac{\delta \varphi}{\delta \lambda}$

$$d \sin \varphi = m \lambda$$

$$d \cos \varphi \delta \varphi = m \delta \lambda$$

$$D = \frac{\delta \varphi}{\delta \lambda} = \frac{m}{d \cos \varphi}$$

Линейной дисперсией называется величина:  $D' = \frac{\delta l}{\delta \lambda}$



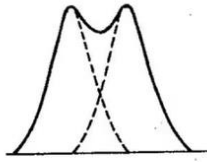
$$\delta l \approx f \delta \varphi$$

$$D' = f D$$

# Разрешающая способность дифракционной решетки

Разрешающая способность определяет минимальную разность длин волн, при которой две линии воспринимаются в спектре раздельно.

Разрешающей способностью называют величину  $R = \frac{\lambda}{\delta\lambda}$

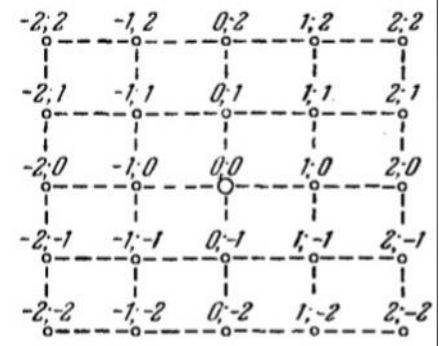


Критерий Рэля: Два близких максимума воспринимаются глазом раздельно в том случае, если интенсивность в промежутке между ними составляет не более 80% от интенсивности максимума. Такое соотношение интенсивностей имеет место в том случае, если середина одного максимума совпадает с краем другого.

$$\begin{aligned} d \sin \varphi_{\max} &= m(\lambda + \delta\lambda) & m(\lambda + \delta\lambda) &= \left(m + \frac{1}{N}\right)\lambda \\ d \sin \varphi_{\min} &= \left(m + \frac{1}{N}\right)\lambda & m\delta\lambda &= \frac{\lambda}{N} & R = \frac{\delta\lambda}{\lambda} &= mN \end{aligned}$$

## 53. Дифракция волн на двумерных структурах.

Двумерной, дифракционной решеткой называется такая оптически неоднородная среда, в которой неоднородности периодически повторяются при изменении всех двупространственных координат. Пусть две диф. решетки поставлены так, что штрихи перпендикулярны.



$$d_1 \sin \varphi_1 = \pm m_1 \lambda, d_2 \sin \varphi_2 = \pm m_2 \lambda.$$

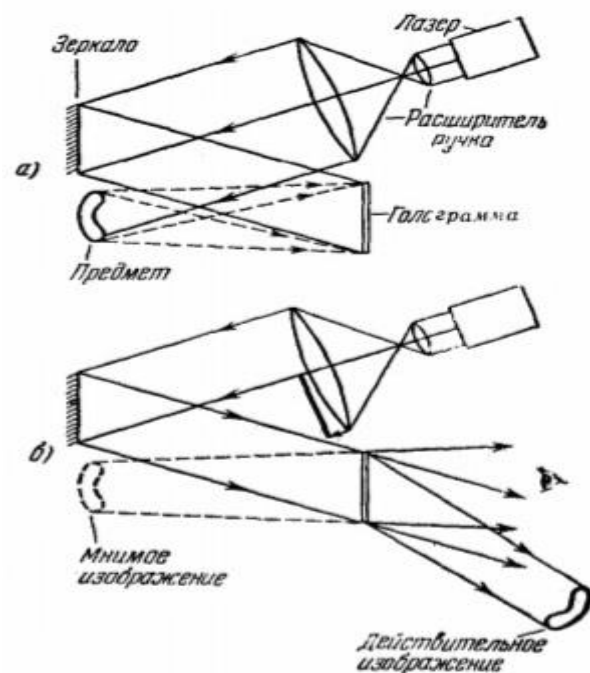
Дифракционная картина будет состоять из точек с правильными

Дифракционную картину, аналогичную изображенной на рис. 131.1, дают любые двумерные периодические структуры, например система небольших отверстий или система непрозрачных индексами. маленьких шариков.

#### 54. Понятие о голографии.

Голография – метод фиксации трехмерного изображения.

Изобретенный в середине прошлого века, он основан на следующей схеме: пучок когерентных лучей высокой степени, лазер, проходит через линзу. Одна часть пучка отражается от зеркала, другая от предмета, оба попадают на пластинку и образуют интерференционную картину (а). Для восстановления пластинку освещают лазером в том же положении, что и при фотографии. Наблюдатель видит мнимое изображение.



#### 55. Классификация состояний поляризованного света.

Свет, в котором направления колебаний упорядочены каким-либо образом, называется поляризованным. Естественный свет есть результат сложения множества разных волн, порождаемых атомами, поэтому колебания различных направлений представлены с равной вероятностью.

- Если колебания светового вектора происходят только в одной плоскости, то это плоско-(прямолинейно-) поляризованный свет.
- Если в свете преобладают колебания одного вида, то это частично поляризованный свет.
- При наложении двух когерентных плоско-поляризованных волн вектор  $E$  изменяется так, что его конец описывает эллипс. Это эллиптически поляризованный свет.
- При разности фаз  $\frac{\pi}{2}$  эллипс выравнивается в круг и получается поляризованный по кругу свет.

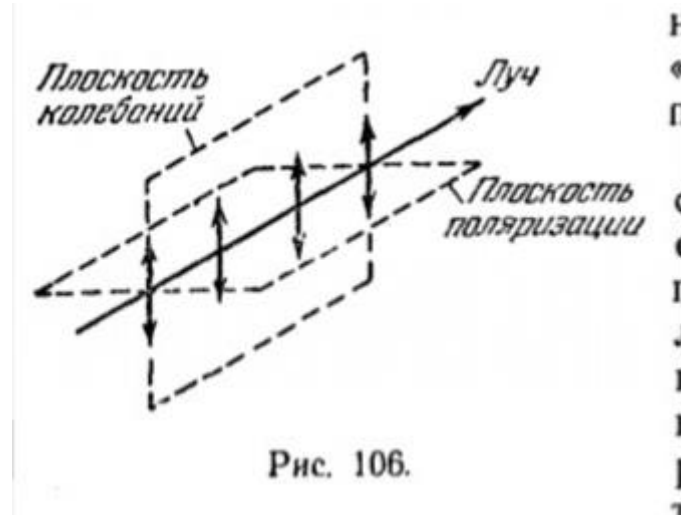
**56. Плоско-поляризованный свет.**

**Степень поляризации. Закон Малюса.**

Плоскостью колебаний считается плоскость вектора  $E$ .

С помощью поляризатора, то есть прибора, пропускающего колебания параллельные плоскости поляризатора, получают плоско-поляризованный свет. То есть будут пропущены волны только с такой амплитудой  $A_{\parallel} =$

$A \cos \varphi$ , а интенсивность будет  $I_{\parallel} = I_0 \cos^2 \varphi$  – закон Малюса.



**57. Поляризация света при отражении и преломлении. Угол Брюстера.**

При падении света на диэлектрик отраженный свет полностью поляризуется и содержит колебания, перпендикулярные плоскости падения, а преломленный свет поляризуется лишь с некоторой степенью.  $\tan i_B = \frac{n_2}{n_1}$  – закон Брюстера,  $i_B$  – угол Брюстера, при котором степень поляризации максимальна. Коэффициент отражения

$$\rho = \left( \frac{\frac{n_2}{n_1} - 1}{\frac{n_2}{n_1} + 1} \right)^2.$$

**58. Двулуче-преломление: основные свойства обыкновенного и необыкновенного лучей.**

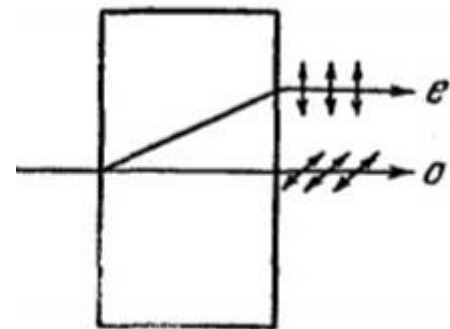
При прохождении света через некоторые кристаллы свет разделяется на два луча.

Обыкновенный луч  $o$  идет по обыкновенному закону преломления, а необыкновенный  $e$  не подчиняется ему и отклоняется от пути даже при нормальном падении света, при этом этот луч

не лежит с падающим лучом и лучом  $o$  в одной плоскости. При выходе из кристалла лучи отличаются только поляризацией. В кристалле существует направление, идя по которому свет не разделяется – это оптическая ось кристалла, любая плоскость

через нее проходящая – главное сечение кристалла. Колебания обыкновенного луча происходят перпендикулярно главному сечению.

Показатели преломления  $n_o = \frac{c}{v_o}$ ,  $n_e = \frac{c}{v_e}$ .



### 59. Двулуче-преломление: четверть- и полу-волновая пластинки.

Четверть- и полуволновые пластинки служат для изменения фазы проходящего сквозь них света.

Кристалл, из которого изготовлена пластинка, имеет 2 оси прохождения света: быструю и медленную.

Показатель сдвига фазы

$$\Delta\phi = \frac{2\pi d(n_1 - n_2)}{\lambda}, \text{ где } n_1 -$$

показатель преломления вдоль медленной оси,  $n_2$  – показатель преломления вдоль

ортогональной быстрой оси,  $d$  – толщина пластинки,  $\lambda$  – длина волны излучения.

Полуволновая пластинка имеет фазовый сдвиг в половину  $\lambda$  и

преобразует направление поляризации, а четверть-волновая в  $\frac{\lambda}{4}$  и

меняет линейную поляризацию на циркулярную и наоборот.

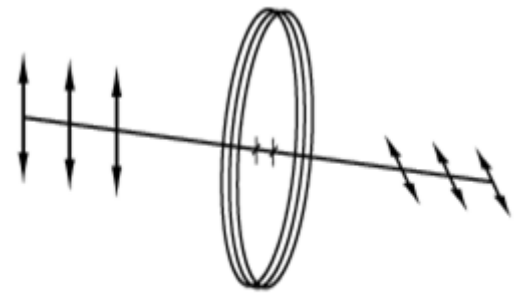


Рисунок 1. Плоскость поляризации

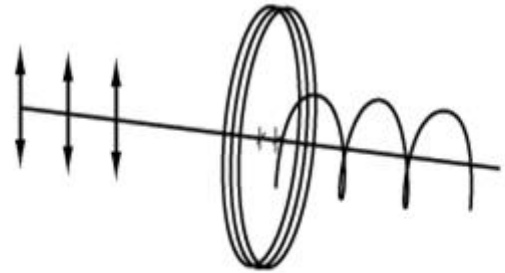


Рисунок 4. Циркулярно поляризованное выходное излучение

### 60. Искусственная анизотропия.

Под воздействием некоторых условий изотропные тела могут стать анизотропными и иметь свойства двулуче-преломления.

Разность показателей преломления  $n_o - n_e = k\sigma$ , где  $k$  – коэффициент пропорциональности для каждого вещества,

а  $\sigma$  – напряжение сил в данной точке. Если

поместить стекло между скрещенными поляризаторами, которые в сумме не

пропускают свет, а потом сжать стекло, то из-за преломления в нем света через систему свет все же пройдет. Этот эксперимент позволяет определять распределение напряжений сил в веществах.

Эффект Керра: жидкости, газы и аморфные твердые тела имеют свойства двулуче-преломления под воздействием электрического поля. Разность фаз  $\delta = 2\pi B l E^2$ , где  $B$  – постоянная Керра,  $l$  – длина хода лучей.

