Федеральное агентство железнодорожного транспорта
Уральский государственный университет путей сообщения
Кафедра «Физика и химия»

Л. А. Фишбейн

ПОДГОТОВКА К ИНТЕРНЕТ-ЭКЗАМЕНУ ПО ФИЗИКЕ В СФЕРЕ ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
Волновая и квантовая оптика

Екатеринбург
Издательство УрГУПС
2012

Федеральное агентство железнодорожного транспорта
Уральский государственный университет путей сообщения
Кафедра «Физика и химия»

Л. А. Фишбейн

ПОДГОТОВКА К ИНТЕРНЕТ-ЭКЗАМЕНУ ПО ФИЗИКЕ В СФЕРЕ ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
Волновая и квантовая оптика

Сборник задач
для студентов очной, заочной форм обучения
и дистанционного образования

Екатеринбург
Издательство УрГУПС
2012

УДК 531
Ф 68

Фишбейн, Л. А.

Ф 68 Подготовка к Интернет-экзамену по физике в сфере профессионального образования. Волновая и квантовая оптика : сб. задач / Л. А. Фишбейн. – Екатеринбург : Изд-во УрГУПС, 2012. – 64 с.

Пособие предназначено для самостоятельной подготовки студентов к Интернет-экзамену по волновой и квантовой оптике в сфере профессионального образования. Содержится теоретический материал и тестовые задания с решениями. Все тесты взяты с сайта www.i-exam.ru. Материал разбит на отдельные темы в соответствии с тематической структурой АПИМ (аттестационно-педагогические и измерительные материалы).

УДК 531

Печатается по решению редакционно-издательского совета университета.

Автор: Л. А. Фишбейн, доцент кафедры «Физика и химия», канд. физ.-мат. наук, УрГУПС

Рецензент: В. К. Першин, зав. кафедрой «Физика и химия», д-р физ.-мат. наук, УрГУПС

Учебное издание

Редактор *С. В. Пилюгина*

Подписано в печать 28.12.12. Формат 60х84 1/16.
Бумага офсетная . Усл. печ. л. 3,7.
Тираж 130 экз. Заказ 351.

Издательство УрГУПС
620034, Екатеринбург, ул. Колмогорова, 66

Оглавление

Требования ГОС к обязательному минимуму содержания основной образовательной программы

Индекс	Дисциплина и ее основные разделы	Всего часов
ЕН.Ф	Федеральный компонент	
ЕН.Ф.03	Физика: свойства и распространение электромагнитных волн, в том числе оптического диапазона; основы оптики.	400

Тематическая структура АПИМ

N ДЕ	Наименование дидактической единицы ГОС	N задания	Тема задания
5	Волновая и квантовая оптика	21	Интерференция и дифракция света
		22	Поляризация и дисперсия света
		23	Тепловое излучение. Фотоэффект
		24	Эффект Комптона. Световое давление

Кодификатор

Кодификатор элементов содержания дисциплины «Физика» цикла общих математических и естественнонаучных дисциплин высшего профессионального образования

В кодификаторе зафиксирована преемственность между содержанием дисциплины «Физика» в государственных образовательных стандартах (ГОС) высшего профессионального образования (ВПО) и аттестационных педагогических измерительных материалах (АПИМ), используемых в рамках Интернет-экзамена в сфере профессионального образования. Кодификатор отражает содержание дисциплины в ГОС и содержит контролируемое содержание дисциплины, перечень контролируемых учебных элементов. Преемственность дидактических единиц, зафиксированных в кодификаторе, положена в основу содержания АПИМ единого Федерального банка заданий, используемого для проведения Интернет-экзамена в сфере профессионального образования.

Контролируемое содержание дисциплины включает код элемента содержания и наименование элемента содержания (темы задания). *Первый разряд в записи кода элемента содержания* указывает на номер группы заданий, связанный с объемом часов в ГОС, выделяемых на изучение дисциплины. В дисциплине «Физика» предложено выделить три группы (1 группа – от 100 до 279 часов, 2 группа – от 280 до 699 часов, 3 группа – от 700 до 1000 часов). *Второй разряд в записи кода элемента содержания* указывает на номер дидактической единицы (раздела) дисциплины, а *третий разряд в записи кода элемента содержания* идентифицирует номер темы задания. Все коды элементов содержания и их наименование распределяются в предложенном порядке для каждой дидактической единицы.

Перечень контролируемых учебных элементов отражает требования к знаниям, которые студент должен приобрести в результате освоения дисциплины или отдельных ее разделов. При этом уровень сложности заданий должен быть БАЗОВЫМ, то есть, все предлагаемые задания должны контролировать обязательную подготовку студентов на уровне требований, задаваемом государственными образовательными стандартами.

Ниже приведен кодификатор для 2 группы заданий (от 280 до 699 часов).

Контролируемое содержание дисциплины		Перечень контролируемых учебных элементов Студент должен…
Код элемента содержания	Элементы содержания дисциплины (тема)	
5. ВОЛНОВАЯ И КВАНТОВАЯ ОПТИКА		
2.5.1	Интерференция и дифракция света	**знать:** явления дифракции и интерференции света; условие главных максимумов дифракции на дифракционной решетке, интерференция в тонких пленках, условие максимумов и минимумов. **уметь:** анализировать информацию, представленную в виде рисунка; определять качественное изменение интерференционной картины при изменении параметров тонкой пленки.
2.5.2	Поляризация и дисперсия света	**знать:** явление поляризации света; закон Малюса; поляризация света при отражении света от диэлектриков (угол Брюстера). **уметь:** применять закон Малюса в условиях конкретной задачи; определять углы падения, преломления и отражения по углу Брюстера.
2.5.3.	Тепловое излучение. Фотоэффект	**знать:** тепловое излучение, его характеристики; законы теплового излучения: закон Стефана – Больцмана, закон смещения Вина; законы фотоэффекта. **уметь:** анализировать информацию, представленную в виде графика; применять законы теплового излучения в условиях конкретной задачи; применять законы фотоэффекта в условиях конкретной задачи.
2.5.4.	Эффект Комптона. Световое давление	**знать:** эффект Комптона; объяснение эффекта Комптона на основе корпускулярных представлений о свете, зависимость светового давления от свойств поверхностей и параметров светового потока. **уметь:** анализировать информацию, представленную в виде рисунка; применять закон сохранения импульса в условиях конкретной задачи.

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ И ДИФРАКЦИЯ СВЕТА

Формула плоской монохроматической гармонической бегущей вдоль оси OX волны (электрической составляющей)

$$E = E_0 \cos\left(\omega\left(t - \frac{x}{v}\right) + \delta\right) = E_0 \cos(\omega t - kx + \delta),$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{vT} = \frac{\omega}{v}$ – волновое число, λ – длина волны, T – период, ω – циклическая частота колебаний, $v = \frac{c}{n}$ – скорость (фазовая) волны, n – коэффициент преломления среды, c – скорость света в вакууме, δ – начальная фаза.

Фаза колебаний φ

$$\varphi = \omega\left(t - \frac{x}{v}\right) + \delta = \omega t - kx + \delta.$$

Оптическая длина пути световой волны L

$$L = sn,$$

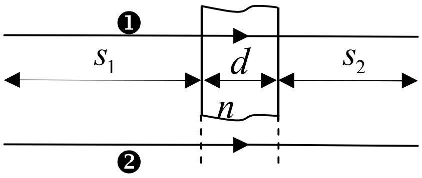
где s – геометрическая длина пути световой волны в среде с абсолютным показателем преломления n. Если путь разбивается на несколько участков, то

$$L = \sum_i n_i s_i.$$

Оптическая разность хода двух световых волн

$$\Delta = L_1 - L_2.$$

Пример. На пути одного из двух параллельных пучков идущих в вакууме поставлена плоскопараллельная пластина толщиной d с коэффициентом n



$$\Delta = s_1 \cdot 1 + d \cdot n + s_2 \cdot 1 - (s_1 \cdot 1 + d \cdot 1 + s_2 \cdot 1) =$$
$$= dn - d = (n-1)d.$$

Когерентные волны – волны, имеющие постоянную разность фаз $\Delta\varphi$ и не ортогональные взаимное направления векторов $\vec{E}$ (в широком смысле); волны, имеющие **одинаковые частоты** ($\omega_1 = \omega_2$), **направление колебаний** векторов $\vec{E}$ (поляризацию) и **постоянную разность начальных фаз** ($\Delta\delta = \text{const}$) (в узком смысле). Два **независимых источника** света всегда некогерентны.

Интерференция света – явление возникновения устойчивого пространственного неоднородного распределения интенсивности света в области пересечения когерентных световых пучков, вызванное суперпозицией электромагнитных волн.

Связь разности фаз $\Delta\varphi$ двух когерентных (с одинаковой длиной волны в вакууме λ) световых волн с их **оптической разностью хода** Δ

$$\Delta\varphi = 2\pi\frac{\Delta}{\lambda}, \qquad \Delta = \lambda\frac{\Delta\varphi}{2\pi} \text{ при } \Delta\delta = 0.$$

Интенсивность I_Σ суперпозиции двух световых волн с равными интенсивностями I, возбуждающих световые колебания в некоторой точке пространства.

Некогерентные волны

$I_\Sigma = I + I = 2I.$

Когерентные волны

$$I_\Sigma = 2I(1 + \cos\Delta\varphi) = 2I(1 + \cos2\pi\frac{\Delta}{\lambda}).$$

Условия максимального усиления (интерференционные максимумы) и **ослабления** (интерференционные минимумы) двух когерентных световых волн

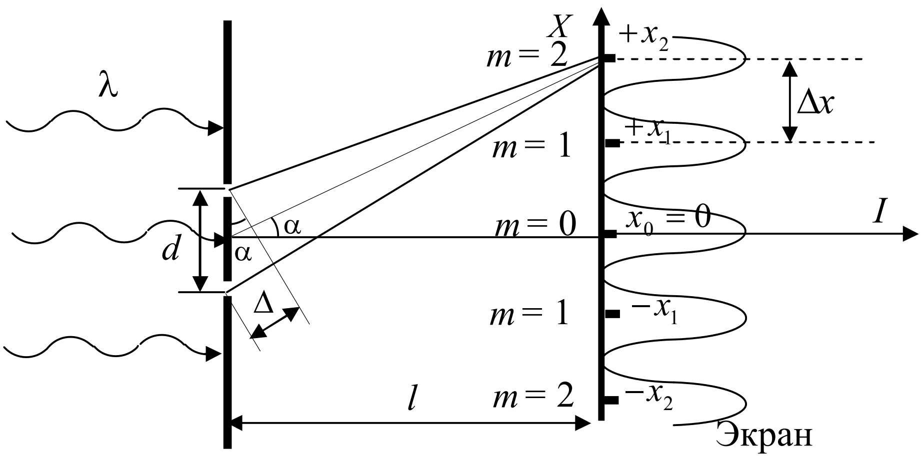
$m = 0, 1, 2,..$	$\Delta\varphi$	Δ	Интенсивность
Максимум	$\pm 2m\pi$	$\pm 2m(\lambda/2)$	$I_\Sigma = 4I$
Минимум	$\pm(2m+1)\pi$	$\pm(2m+1)(\lambda/2)$	$I_\Sigma = 0$

Опыт Юнга ($l >> d, \lambda$**)**

Оптическая разность хода двух световых волн Δ в опыте Юнга

$$\Delta = d\sin\alpha \approx d\,\mathrm{tg}\alpha = d\frac{x}{l}, \text{ так как } \alpha \text{ мал, т. е. } x \ll l,$$

где d – расстояние между щелями, l – расстояние от двух когерентных источников до экрана, α – угол между лучом и перпендикуляром к линии щелей, x – расстояние по оси X вдоль экрана от его центра.



Условие максимумов и минимумов

$$\text{max:} \quad d\sin\alpha \pm 2\cancel{m}\frac{\lambda}{2} \quad \pm m\lambda, \; m = 0, 1, 2...,$$

$$\text{min:}\quad d\sin\alpha = \pm(2m+1)\frac{\lambda}{2}.$$

Координаты максимумов и минимумов на экране

$$\text{max:}\quad x_m = \pm\frac{l}{d}m\lambda,$$

$$\text{min:}\quad x_m = \pm\frac{l}{d}\left(m+\frac{1}{2}\right)\lambda.$$

Ширина интерференционной полосы Δx − расстояние между двумя соседними максимумами или минимумами на экране

$$\Delta x = |x_{m+1} - x_m| = \frac{l}{d}\lambda.$$

Номер последнего максимума N

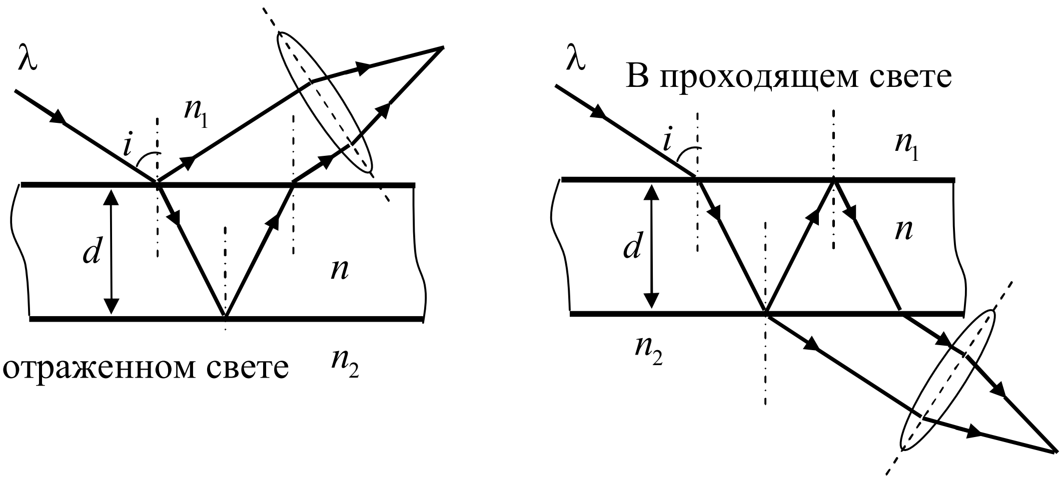
$$N = [d/\lambda].$$

Число главных максимумов p

$$p = 2[d/\lambda] + 1.$$

Квадратные скобки – целая часть числа.

Плоскопараллельная пластина (пленка)



Дополнение к определению оптического хода волны

При отражении луча света от **более плотной оптической среды** фаза отраженного света скачком меняется на π, что эквивалентно добавлению или вычитанию $\frac{\lambda}{2}$ к оптическому ходу луча. Если скачок претерпевает один луч из двух, то $\frac{\lambda}{2}$ добавляется и к разности их оптического хода Δ, если оба – не добавляется (λ −длина волны света в вакууме). Таким образом, в отраженном свете

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - n_1^2\sin^2 i} \pm \frac{\lambda}{2},\qquad \Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \frac{\lambda}{2}\ (n_1 = 1).$$

Если $i = 0°$, то

$\Delta = 2dn \pm \frac{\lambda}{2}$.

Условие максимумов и минимумов при интерференции световых лучей в отраженном и проходящем свете.

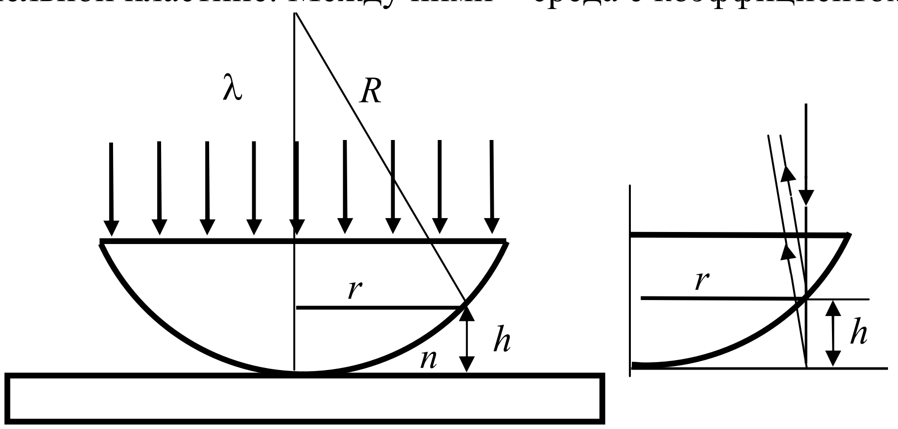
$$\text{max:}\quad 2d\sqrt{n^2 - n_1^2 \sin^2 i} \pm \frac{\lambda}{2} = \pm 2m\frac{\lambda}{2} = \pm m\lambda \ \text{(или без } \pm\frac{\lambda}{2}\text{)},$$

$$\text{min:}\quad 2d\sqrt{n^2 - n_1^2 \sin^2 i} \pm \frac{\lambda}{2} = \pm(2m+1)\frac{\lambda}{2} \quad \text{(или без } \pm\frac{\lambda}{2}\text{)}.$$

В задачах будем использовать $+\frac{\lambda}{2}$. В проходящем свете в формулах нет $\pm\frac{\lambda}{2}$ и вместо n_1 стоит n_2.

Кольца Ньютона

Плосковыпуклая линза радиусом *R* выпуклой стороной лежит на плоскопараллельной пластине. Между ними – среда с коэффициентом преломления *n*.



$$\Delta = 2nh \pm \frac{\lambda}{2},\ h \approx \frac{r^2}{2R}.$$

В выражении для Δ оставляем $+\frac{\lambda}{2}$.

Условие максимумов и минимумов (в отраженном свете)

$$\text{max:}\quad 2nh + \frac{\lambda}{2} = 2m\frac{\lambda}{2} = m\lambda,$$

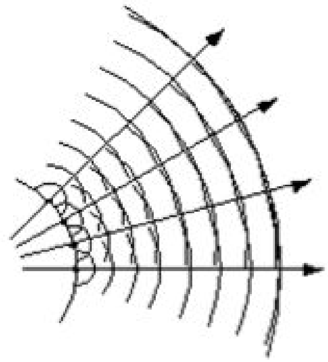
$$\text{min:}\quad 2nh + \frac{\lambda}{2} = (2m+1)\frac{\lambda}{2},\ m = 0,1,2,...$$

Радиус светлых $r^{\max}$ и **темных** $r^{\min}$ **колец** Ньютона в отраженном свете

$$r_m^{\max} = \sqrt{\frac{\lambda}{2n}R(2m-1)},$$

$$r_m^{\min} = \sqrt{\frac{\lambda}{n}Rm}.$$

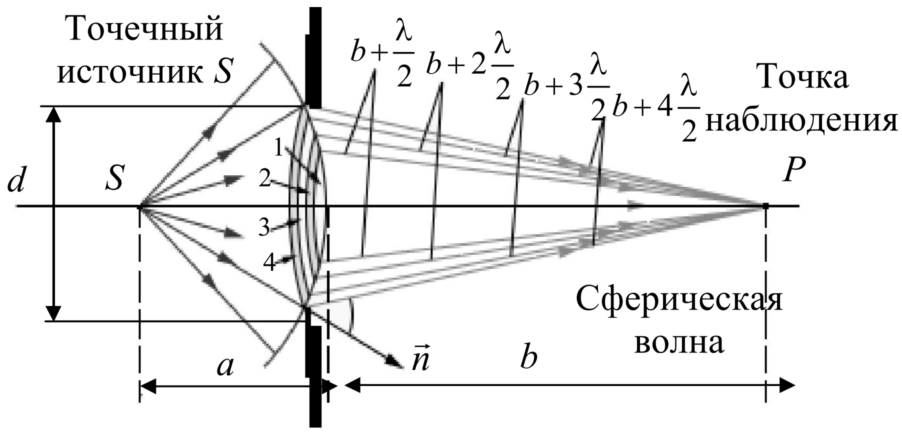
В проходящем свете $r^{\max}$ и $r^{\min}$ меняются выражениями.



Дифракция света − отклонение от прямолинейного распространения света в среде с резкими неоднородностями (не отражение и не преломление), т. е. отклонение от законов геометрической оптики; интерференция вторичных световых волн.

Принцип Френеля–Гюйгенса: каждая точка волнового фронта является «источником» вторичных сферических волн, а огибающая этих волн задает положение волнового фронта в следующий момент времени. «Источники» света, расположенные на волновом фронте, являются когерентными, поэтому испускаемые ими волны когерентны и интерферируют друг с другом.

Дифракция Френеля на круглом отверстии радиуса *r*



Радиус *k*-ой зоны Френеля r_k

для сферической волны

$$r_k = \sqrt{\frac{ab}{a+b}k\lambda},$$

для плоской

$$r_k = \sqrt{bk\lambda} \quad (a = \infty).$$

Определения числа зон на волновой поверхности

$$r_k = \frac{d}{2}.$$

Если k **– четное** число, то в точке наблюдения P – min (**темное** пятно).
Если k **– нечетное** число, то в точке наблюдения P – max (**светлое** пятно).

Если k=1 (открыта одна первая зона Френеля), то **амплитуда колебаний** вектора $\vec{E}$ в **2**, а **интенсивность** в **4** раза **больше** в точке наблюдения P, чем амплитуда и интенсивность света при полностью открытой волновой поверхности (большие значения k).

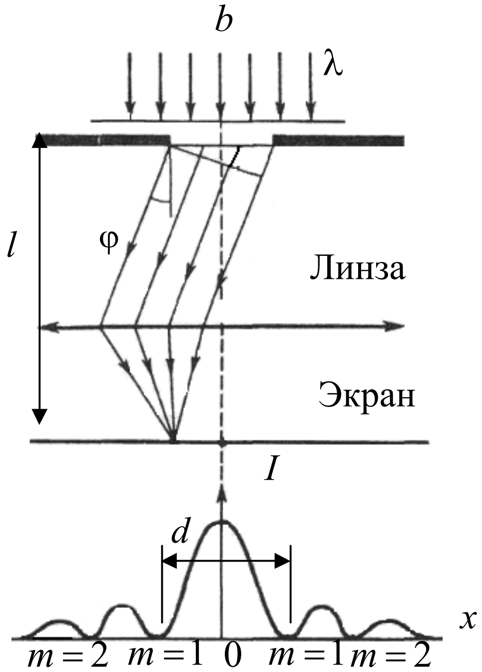
Если на пути луча не отверстие, а диск, то в точке наблюдения P – светлое пятно (**пятно Пуассона**).

Критерий дифракции

Пусть R – размер неоднородности, L – расстояние от неоднородности до точки наблюдения, λ– длина падающей на неоднородность световой волны.

$R^2 \gg L\lambda$ **– область геометрической оптики** (число зон Френеля $k \gg 1$),
$R^2 \sim L\lambda$ **– дифракция Френеля** (число зон Френеля $k \sim 1$),
$R^2 \ll L\lambda$ **– дифракция Фраунгофера** (число зон Френеля $k \ll 1$).

Дифракция Фраунгофера на щели шириной b
(нормальное падение лучей)



min: $b\sin\varphi = \pm 2m\dfrac{\lambda}{2}$, $m = 1,2,3...$

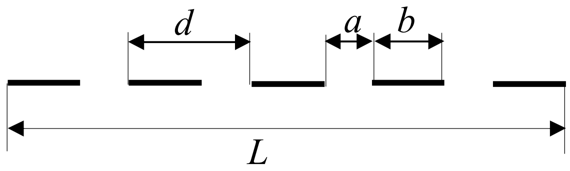
Ширина центрального максимума d

$$d = 2l\,\mathrm{tg}\varphi \approx 2l\sin\varphi,$$

где φ – угол на первый минимум.

Одномерная дифракционная решетка с периодом *d*

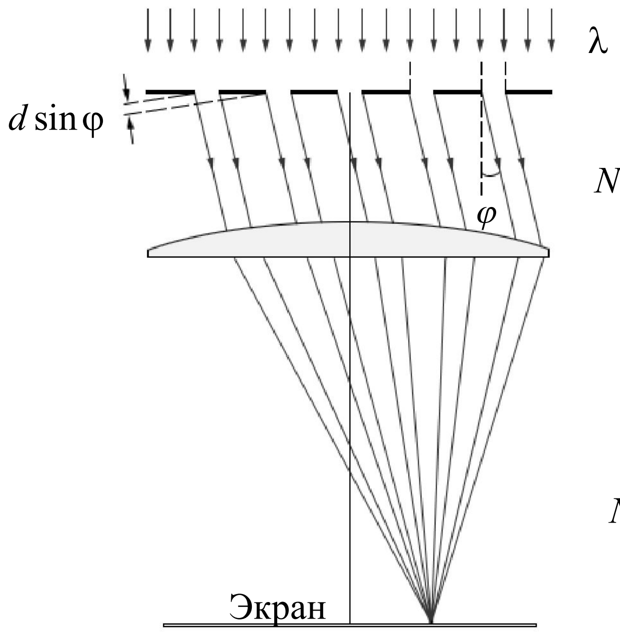
Геометрия решетки

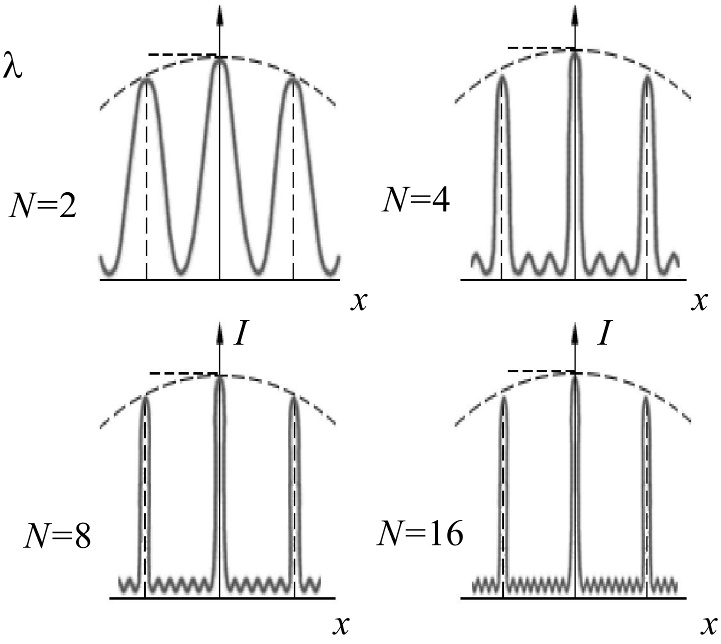


$$n=\frac{N}{L},\ d=a+b,\ d=\frac{L}{N}$$

Здесь:
N − число щелей (штрихов), L − длина решетки,
n − число щелей на единицу длины решетки, a − ширина щели,
b − ширина непрозрачного участка,
d − длина, приходящаяся на одну щель решетки или период (постоянная) решетки. Штрих − на отражение, щель − на просвет.

Дифракция Фраунгофера на дифракционной решетке
(нормальное падение лучей)





Главный max: $d\sin\varphi = \pm m\lambda$, $m = 0, 1, 2, 3...$,

min: $d\sin\varphi = \pm\frac{n}{N}\lambda$, $n = 0,1, 2,..$ кроме $0, N, 2N...$

Номер последнего главного максимума N

$$N=\left[d/\lambda\right].$$

Число главных максимумов p

$$p=2\left[d/\lambda\right]+1.$$

Тесты с решениями

1. На пути плоской световой волны, распространяющейся в воздухе, поместили стеклянную пластинку толщиной 1 см. Показатель преломления стекла n =1,5. Если пластинка расположена перпендикулярно направлению распространения света, то увеличение оптической длины пути (в мм) составит …**5**.

Решение

При помещении стеклянной пластинки на пути световых лучей оптическая разность хода увеличивается на

$$\Delta = nd - d = d(n-1),$$

где d — толщина пластинки. При этом учтено, что пластинка расположена перпендикулярно направлению распространения света. Используя данные задачи, получаем

$$\Delta = 10^{-2}(1{,}5-1) = 0{,}5\cdot 10^{-2}\text{м} = 5\text{мм}.$$

2. Когерентными называются волны, которые имеют…
одинаковые интенсивности,
одинаковые амплитуды и фазы,
разные длины волн, но одинаковые фазы,
одинаковую поляризованность и постоянную разность фаз.

3. Когерентные волны с фазами φ_1 и φ_2 и разностью хода Δ при наложении максимально усиливаются при выполнении условия (k = 0, 1, 2..) …
$\Delta = (2k + 1)\,\lambda/2$,
$\boldsymbol{\varphi_1 - \varphi_2 = 2k\pi}$,
$\varphi_1 - \varphi_2 = \pi/2$,
$\varphi_1 - \varphi_2 = (2k+1)\pi$.

Решение

Условия максимального усиления когерентных волн при наложении

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \pm 2k\pi, \qquad \Delta = \pm 2k\lambda/2 \ \ (k = 0,1,2..).$$

4. Разность хода двух интерферирующих лучей равна $\lambda/4$. Разность фаз колебаний равна…
60°,
30°,
90°,
45° .

Решение

Так как

$$\Delta\varphi = 2\pi\frac{\Delta}{\lambda} = 2\pi\frac{\lambda}{\lambda\cdot 4} = \frac{\pi}{2} = 90°.$$

5. Оптические разности хода лучей для соседних темных интерференционных полос…
отличаются на 2 λ,
отличаются на $\lambda/4$,
отличаются на $\lambda/2$,
отличаются на λ.

Решение

Так как максимальное ослабление двух когерентных волн имеет место когда
$\Delta = \pm(2k+1)\lambda/2 \ (k = 0,1,2..)$.

Если это соседние темные полосы, то

$\Delta_k = (2k+1)\lambda/2, \quad \Delta_{k+1} = (2(k+1)+1)\lambda/2.$
Тогда
$$\Delta_{k+1} - \Delta_k = (2k+2+1)\lambda/2 - (2k+1)\lambda/2 = \lambda.$$

Тоже для разности хода двух соседних светлых интерференционных полос.

6.Тонкая пленка, освещенная белым светом, вследствие явления интерференции в отраженном свете имеет зеленый цвет. При уменьшении показателя преломления цвет пленки будет меняться от зеленого к….

желтому, **синему**, красному.

Решение

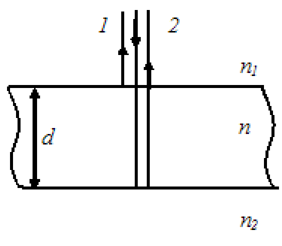
Условия интерференционного максимума для плоскопараллельной пластины
$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \frac{\lambda}{2} = \pm m\lambda, m = 0,1,2,3..$$
Оставим (+) в левой части равенства. Тогда в правой тоже только (+) и m начинается с 1. Таким образом
$$\lambda = \frac{2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i}}{m - \frac{1}{2}}.$$

С уменьшением n уменьшается λ (к о ж з г с ф), т. е. цвет пленки будет плавно меняться к синему.

7. Мыльный пузырь имеет зеленую окраску (λ = 540 нм) в области точки, ближайшей к наблюдателю. Если показатель преломления мыльной воды n = 1,35, то минимальная толщина пузыря в указанной области равна …**100**.

Решение

От ближайшей к наблюдателю точки сферической поверхности свет отражается по перпендикуляру. Следовательно, оптическая разность хода лучей, отраженных от наруж-



ной и внутренней поверхностей мыльного пузыря, равна (можно заменить плоскопараллельной пластиной)

$$\Delta = 2nh \pm \frac{\lambda}{2},$$

где h – толщина мыльной пленки. Прибавление (вычитание) половины длины волны к $2nh$ связано с отражением 1 луча от более плотной среды (отражение от верхней границы). Максимум интерференции имеет место при условии, что

$\Delta = \pm 2m\frac{\lambda}{2} = \pm m\lambda,$

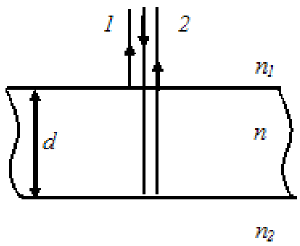
где $m = 0, 1, 2, 3..$Выберем в левой части (+). Тогда правая часть положительна и

$2nh + \frac{\lambda}{2} = m\lambda,$

где $m = 1, 2, 3 \ldots$ Следовательно,

$$h = \frac{\lambda(m - \frac{1}{2})}{2n}, \quad h_{\min} = \frac{\lambda(1 - \frac{1}{2})}{2n} = \frac{\lambda}{4n} = \frac{540}{4 \cdot 1{,}35} = 100 \text{ нм.}$$

8. Тонкая стеклянная пластинка с показателем преломления n = 1,5 и толщиной $d = 2$ мкм помещена между двумя средами с показателями преломления n_1 = 1,2 и n_2 = 1,3. На пластинку по нормали падает свет с длиной волны λ = 600 нм. Разность хода интерферирующих отраженных лучей (в нм) равна…. **5700**.



Решение

Разность хода лучей, отраженных от верхней и нижней граней пластинки, равна

$$\Delta = 2nd \pm \frac{\lambda}{2}.$$

Прибавление (вычитание) половины длины волны к $2nh$ связано с отражением 1 луча от более плотной среды (отражение от верхней границы $n_1 = 1{,}2 < n = 1{,}5$). Данная задача имеет два решения, так как в этом случае разность хода точно не определена

$$\Delta = 2 \cdot 1{,}5 \cdot 2000 + \frac{600}{2} = 6300 \text{ нм},$$

$$\Delta = 2 \cdot 1{,}5 \cdot 2000 - \frac{600}{2} = 5700 \text{ нм.}$$

Примечание. На сайте www.i-exam.ru правильное решение – 5700 нм.

9. Тонкая стеклянная пластинка с показателем преломления n =1,5 и толщиной d = 2мкм помещена между двумя средами с показателями преломления n_1 =1,2 и n_2 =1,6. На пластинку по нормали падает свет с длиной волны λ = 600 нм. Разность хода интерферирующих отраженных лучей (в нм) равна …**600**.

Решение

Разность хода лучей, отраженных от верхней и нижней граней пластинки, равна

$$\Delta = 2nd.$$

Так как отражение от верхней ($n_1 = 1{,}2 < n = 1{,}5$) и нижней ($n = 1{,}5 < n_2 = 1{,}6$) границы есть отражение от более плотной оптической среды, то добавление или вычитание половины длины волны к оптическому ходу обоих лучей не изменит их разность хода. Таким образом,

$$\Delta = 2 \cdot 1{,}5 \cdot 2000 = 6000 \text{ нм}.$$

10. При наблюдении интерференции фиолетового света в опыте Юнга расстояние между соседними темными полосами на экране равно 2 мм. Если источник фиолетового света заменить источником красного света, длина волны которого в 1,5 раза больше, то это расстояние станет равным ….**3 мм**.

Решение

В опыте Юнга расстояние между соседними темными полосами (минимумами), называемое шириной интерференционной полосы, равно

$$\Delta x = \frac{l}{d}\lambda,$$

где $l -$ расстояние от щелей (когерентных источников света) до экрана, $d -$ расстояние между щелями, $\lambda -$ длина волны света. Поскольку расстояние до экрана и расстояние между источниками не меняется, а увеличивается длина световой волны, то

$$\Delta x_{\text{ф}} = \frac{l}{d}\lambda_{\text{ф}},$$

$$\Delta x_{\text{к}} = \frac{l}{d}\lambda_{\text{к}} = 1{,}5\frac{l}{d}\lambda_{\text{ф}} = 1{,}5\Delta x_{\text{ф}} = 1{,}5 \cdot 2 = 3 \text{ мм}.$$

11. Плосковыпуклая линза выпуклой стороной лежит на стеклянной пластинке (установка для наблюдения колец Ньютона). Если на плоскую поверхность линзы свет с длиной волны 0,6 мкм падает нормально, то толщина воздушного зазора (в нм) в том месте, где в отраженном свете видно первое светлое кольцо, равна …**150**.

Решение

Кольца Ньютона в отраженном свете образуются при интерференции света, отраженного от верхней и нижней границы воздушного зазора между выпуклой поверхностью линзы и стеклянной пластинкой. Оптическая разность хода интерферирующих лучей равна

$$\Delta = 2h \pm \frac{\lambda}{2},$$

где $h -$ толщина воздушного зазора. Добавочная разность хода $\lambda/2$ обусловлена отражением от оптически более плотной среды (в данном случае при отражении от нижней границы воздушного зазора). Светлые кольца (max) наблюдаются в том случае, когда оптическая разность хода равна четному числу полуволн

$$2h \pm \frac{\lambda}{2} = \pm 2m\frac{\lambda}{2}, m = 0, 1, 2, 3 \dots$$

Выберем в левой части знак +. Тогда правая часть должна быть положительной и $m = 1,2,3 \dots$ Имеем

$$2h + \frac{\lambda}{2} = m\lambda.$$

Разрешая это уравнение относительно h, получаем

$$h = \frac{\lambda(m - \frac{1}{2})}{2}, h_1 = \frac{\lambda(1 - \frac{1}{2})}{2} = \frac{\lambda}{4} = \frac{600}{4} = 150 \text{ нм.}$$

12. Плосковыпуклая линза выпуклой стороной лежит на стеклянной пластинке (установка для наблюдения колец Ньютона). Если на плоскую поверхность линзы падает нормально свет с длиной волны 0,6 мкм, то толщина воздушного зазора (в нм) в том месте, где в отраженном свете видно первое темное кольцо, равна …**300**.

Решение

Кольца Ньютона в отраженном свете образуются при интерференции света, отраженного от верхней и нижней границы воздушного зазора между выпуклой поверхностью линзы и стеклянной пластинкой. Оптическая разность хода интерферирующих лучей равна

$$\Delta = 2h \pm \frac{\lambda}{2},$$

где h – толщина воздушного зазора. Добавочная разность хода $\lambda/2$ обусловлена отражением от оптически более плотной среды (в данном случае при отражении от нижней границы воздушного зазора). Темные кольца наблюдаются в том случае, когда оптическая разность хода равна нечетному числу длин волн

$$2h \pm \frac{\lambda}{2} = \pm(2m + 1)\frac{\lambda}{2}, m = 1, 2, 3 \dots$$

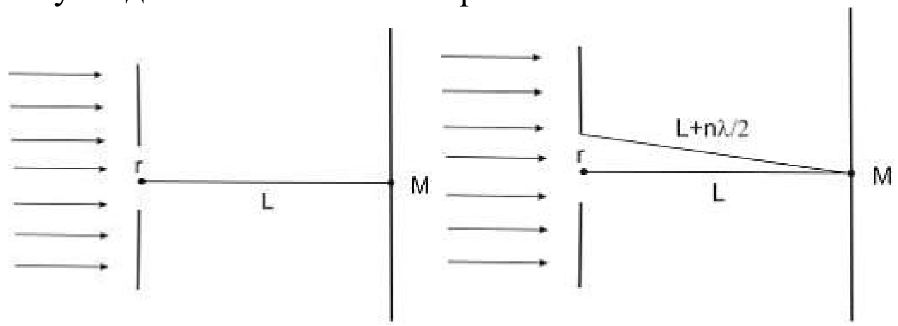
Выбираем + в левой части. Тогда правая часть – положительна и

$$2h + \frac{\lambda}{2} = (2m + 1)\frac{\lambda}{2}$$

или

$$h = m\frac{\lambda}{2}, \qquad h_1 = \frac{\lambda}{2} = \frac{600}{2} = 300 \text{ нм.}$$

13. На диафрагму с круглым отверстием радиусом 2 мм падает нормально параллельный пучок света длиной волны 0,5 мкм. На пути лучей, прошедших через отверстие, на расстоянии 1 м помещают экран. В отверстии диафрагмы для точки *M* укладываются ….**8 зон** Френеля.



Решение

Приравняем радиус отверстия к радиусу *k* зоны Френеля

$$r = \sqrt{bk\lambda},$$

где r – радиус отверстия диафрагмы, b –расстояние от диафрагмы до экрана, λ – длина волны света. Следовательно, номер последней зоны Френеля

$$k = \frac{r^2}{b\lambda} = \frac{(2 \cdot 10^{-3})^2}{1 \cdot 0{,}5 \cdot 10^{-6}} = \frac{4}{0{,}5} = 8.$$

Так как номер последней зоны равен числу зон, то в отверстии диафрагмы укладывается 8 зон Френеля.

14. На диафрагму с круглым отверстием радиусом 1 мм падает нормально параллельный пучок света с длиной волны 500 нм. На пути лучей, прошедших через отверстие, помещают экран.

Центр дифракционных колец на экране будет наиболее темным (когда в отверстии укладываются 2 зоны Френеля), если расстояние *L* между диафрагмой и экраном (в м) равно …**1**.

Решение

В случае дифракции Фраунгофера на круглом отверстии в центре дифракционной картины темное пятно наблюдается при четном числе зон Френеля, укладывающихся в отверстии. Наиболее темное пятно будет в том случае, когда в отверстии укладываются 2 зоны Френеля, поскольку при увеличении числа зон Френеля, укладывающихся в отверстии, контрастность дифракционной картины уменьшается.

Приравняем радиус отверстия к радиусу 2 зоны Френеля

$$r = \sqrt{2L\lambda},$$

где r – радиус отверстия диафрагмы, L –расстояние от диафрагмы до экрана, λ – длина волны света. Тогда

$$L = \frac{r^2}{2\lambda} = \frac{(10^{-3})^2}{2 \cdot 500 \cdot 10^{-9}} = \frac{1}{2 \cdot 0,5} = 1 \text{ м.}$$

15. Плоская световая волна ($\lambda = 600$ нм) падает нормально на диафрагму с круглым отверстием, радиус которого r = 0,6 мм. Отверстие открывает только одну зону Френеля для точки, лежащей на оси отверстия на расстоянии (в см) от него, равном …**60**.

Решение

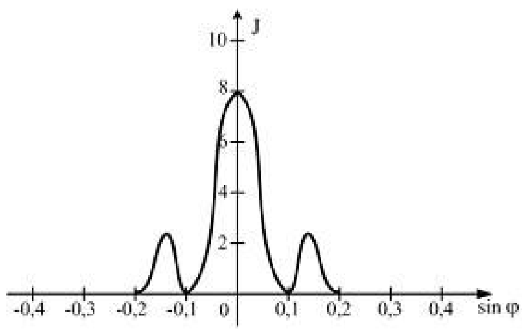
Приравняем радиус отверстия к радиусу k зоны Френеля

$$r = \sqrt{kL\lambda},$$

где r – радиус отверстия диафрагмы, L –расстояние от диафрагмы до экрана, λ – длина волны света. Тогда

$$L = \frac{r^2}{k\lambda} = \frac{(0,6 \cdot 10^{-3})^2}{1 \cdot 600 \cdot 10^{-9}} = 0,6 \text{ м} = 60 \text{ см.}$$

16. Зависимость интенсивности монохроматического излучения длиной волны λ= 500 нм от синуса угла дифракции представлена на рисунке. Дифракция наблюдается на щели шириной b (в мкм), равной …**5**.



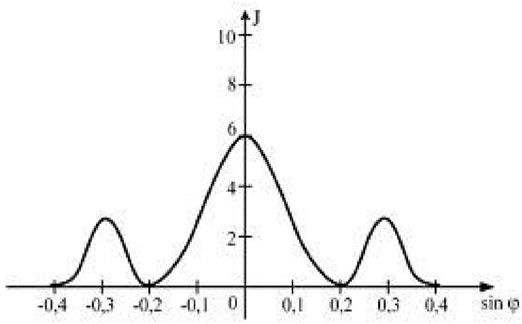
Решение

Условие минимумов для дифракции на щели имеет вид

$$b\sin\varphi = \pm 2m\frac{\lambda}{2} = \pm m\lambda, \qquad m = 1,2,3..,$$

где b – ширина щели, φ – угол дифракции, m – порядок минимума, λ – длина световой волны. Выбираем на графике $m = 1$ и $\sin\varphi = 0,1$. Отсюда ширина щели равна

$$b = \frac{m\lambda}{\sin\varphi} = \frac{1 \cdot 500 \cdot 10^{-9}}{0,1} = 5 \cdot 10^{-6} = 5 \text{ мкм.}$$



17. На узкую щель шириной b падает нормально плоская световая волна с длиной волны λ. На рисунке схематически представлена зависимость интенсивности света от синуса угла дифракции. Если расстояние от щели до экрана составляет 0,5 м то ширина центрального максимума (в см) равна …**20**. (Учесть, что $\sin\varphi \approx \text{tg}\,\varphi$.)

Решение

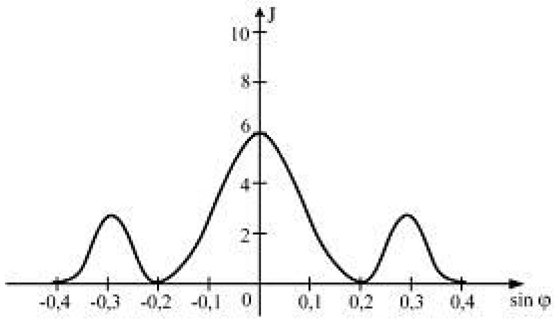
Ширина центрального максимума – это расстояние d между двумя ближайшими минимумами вокруг центрального (нулевого) максимума на экране. Угол на первые минимумы определяется из рисунка уравнением $\sin\varphi = 0{,}2$. Так как

$$\sin\varphi \approx \mathrm{tg}\varphi = \frac{d}{2l},$$

где l – расстояние от щели до экрана, то (см.теорию)

$$d \approx 2l\sin\varphi = 2 \cdot 0{,}5 \cdot 0{,}2 = 0{,}2 \text{ м} = 20 \text{ см}.$$

18. На узкую щель шириной b падает нормально плоская световая волна с длиной волны λ. На рисунке схематически представлена зависимость интенсивности света от синуса угла дифракции. Тогда отношение b/λ равно …**5**.



Решение

Условие минимумов для дифракции на щели имеет вид

$$b\sin\varphi = \pm 2m\frac{\lambda}{2} = \pm m\lambda, \qquad m = 1, 2, 3..,$$

где b – ширина щели, φ – угол дифракции, m – порядок минимума, λ – длина световой волны. Тогда

$$\frac{b}{\lambda} = \frac{m}{\sin\varphi}.$$

Из рисунка для минимума первого порядка $m = 1$ находим $\sin\varphi = 0{,}2$ и

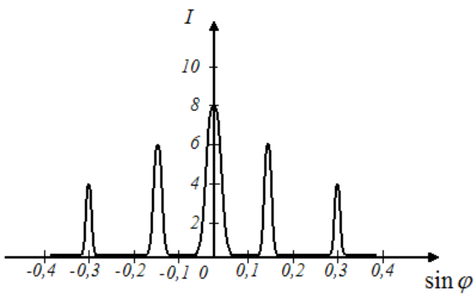
$$\frac{b}{\lambda} = \frac{1}{0{,}2} = 5.$$

19. При дифракции на дифракционной решетке с периодом d, равным 0,004 мм, наблюдается зависимость интенсивности монохроматического излучения от синуса угла дифракции, представленная на рисунке (изображены только главные максимумы). Длина волны монохроматического излучения равна… **600 нм**.

Решение

Условие главных максимумов для дифракционной решетки имеет вид

$$d\sin\varphi = \pm 2m\frac{\lambda}{2}, m = 0, 1, 2, 3..,$$



где d – период решетки, φ – угол дифракции, m – порядок максимума, λ – длина световой волны. Тогда длина волны монохроматического излучения равна

$$\lambda = \frac{d\sin\varphi}{m}.$$

Из графика находим, что синус угла на второй ($m = 2$) максимум равен 0,3 ($\sin\varphi$ =0,3). Следовательно,

$$\lambda = \frac{4 \cdot 10^{-6} \cdot 3 \cdot 10^{-1}}{2} = 600 \cdot 10^{-9} = 600 \text{ нм.}$$

20. На дифракционную решетку по нормали к ее поверхности падает плоская световая волна с длиной волны λ. Если постоянная решетки $d = 4{,}5\,\lambda$, то общее число главных максимумов, наблюдаемых в фокальной плоскости собирающей линзы, равно …**9**.

Решение

Условие главных максимумов для дифракционной решетки имеет вид

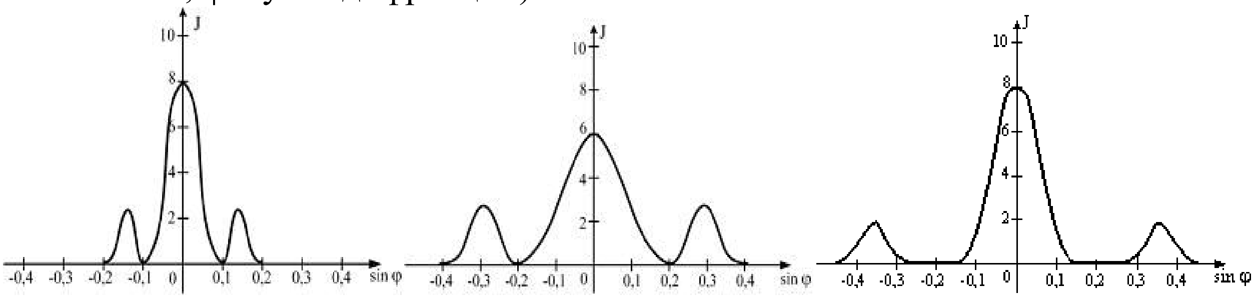
$$d\sin\varphi = \pm 2m\frac{\lambda}{2} = \pm m\lambda, \qquad m = 0,1,2,3..,$$

где d – период решетки, φ – угол дифракции, m – порядок максимума, λ – длина световой волны. Число главных максимумов равно

$$p = 2\left[\frac{d}{\lambda}\right] + 1 = 2\left[\frac{4{,}5\,\lambda}{\lambda}\right] + 1 = 2[4{,}5] + 1 = 2 \cdot 4 + 1 = 9.$$

Квадратные скобки означают целую часть от числа.

21. Одна и та же дифракционная решетка освещается различными монохроматическими излучениями с разными интенсивностями. Какой рисунок соответствует случаю освещения светом с наименьшей длиной волны? (J – интенсивность света, φ – угол дифракции).



1 2 3

Решение

Условие главных максимумов для дифракционной решетки имеет вид

$$d\sin\varphi = \pm 2m\frac{\lambda}{2} = \pm m\lambda, \qquad m = 0,1,2,3..,$$

где d – период решетки, φ – угол дифракции, m – порядок максимума, λ – длина световой волны. Очевидно, что чем меньше λ, тем меньше $\sin\varphi$. Рассмотрим

$\sin\varphi$ для трех графиков для одного и того же $m = 1$. Для первого графика $\sin\varphi = 0{,}15$, для второго – $\sin\varphi = 0{,}3$ и для третьего – $\sin\varphi \approx 0{,}35$. Таким образом, наименьшей длине волны соответствует первый рисунок.

22. Если закрыть *n* открытых зон Френеля, а открыть только первую, то амплитудное значение вектора напряженности электрического поля…

увеличится в 2 раза, не изменится, уменьшится в 2 раза.

Решение

Амплитудное значение вектора напряженности электрического поля при открытой первой зоне Френеля в 2 раза больше амплитудного значения вектора напряженности электрического поля при всех открытых зонах Френеля.

Примечание. Видимо предполагается, что *n* велико, т. е. открыта вся волновая поверхность.

23. В данную точку пространства пришли две световые волны с одинаковым направлением колебаний вектора $\vec{E}$, периодами T_1 и T_2 и начальными фазами φ_1 и φ_2. Интерференция наблюдается в случае …

$T_1 = 2$ c; $T_2 = 4$ c; $\varphi_1 - \varphi_2 \neq \text{const}$, $T_1 = 2$ c; $T_2 = 2$ c; $\varphi_1 - \varphi_2 = \text{const}$,

$T_1 = 2$ c; $T_2 = 4$ c; $\varphi_1 - \varphi_2 = \text{const}$, $T_1 = 2$ c; $T_2 = 2$ c; $\varphi_1 - \varphi_2 \neq \text{const}$.

Решение

Интерференция имеет место только при суперпозиции когерентных волн, т. е. волн, имеющих одинаковую поляризацию, частоты (а значит и периоды колебаний $T = 2\pi/\omega$) и постоянную разность начальных фаз. Таким образом, правильный ответ

$$T_1 = 2 \text{ c};\ T_2 = 2 \text{ c};\ \varphi_1 - \varphi_2 = \text{const}.$$

24. Угол дифракции в спектре *k*-ого порядка больше для …

зеленых лучей, **красных лучей**, фиолетовых лучей, желтых лучей.

Решение

Условие главных максимумов для дифракционной решетки имеет вид

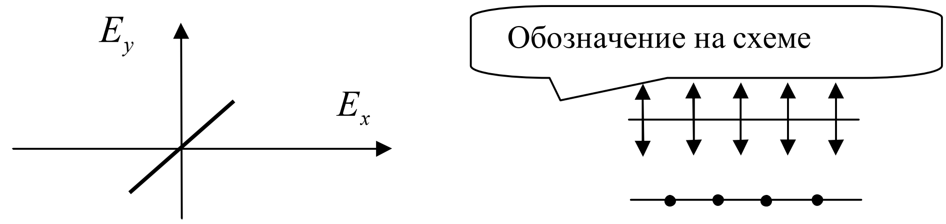
$$d\sin\varphi = \pm k\lambda, \qquad k = 0,1,2,3..,$$

где d – период решетки, φ – угол дифракции, k – порядок максимума, λ – длина световой волны. Чем больше угол φ, тем больше его синус и, следовательно, длина волны для одного и того же k. Следовательно, для красных лучей, так как длина волны для красного цвета $\lambda_{\text{кр}}$ – самая большая в видимом спектре.

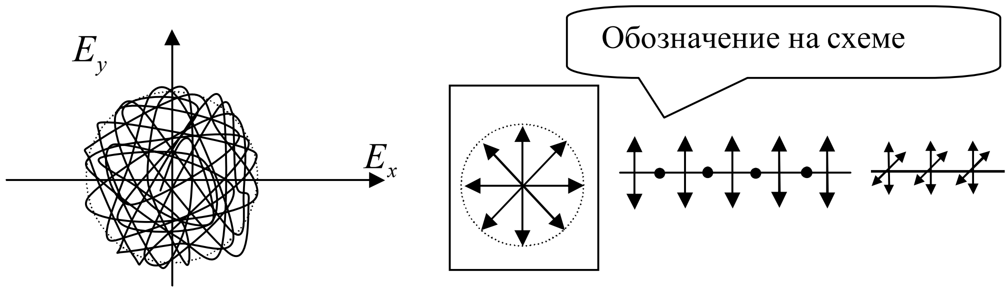
ПОЛЯРИЗАЦИЯ И ДИСПЕРСИЯ СВЕТА

Поляризация – свойство света, связанное с **поперечностью** электромагнитных волн и описывающее пространственное поведение векторов электрического и магнитного полей.

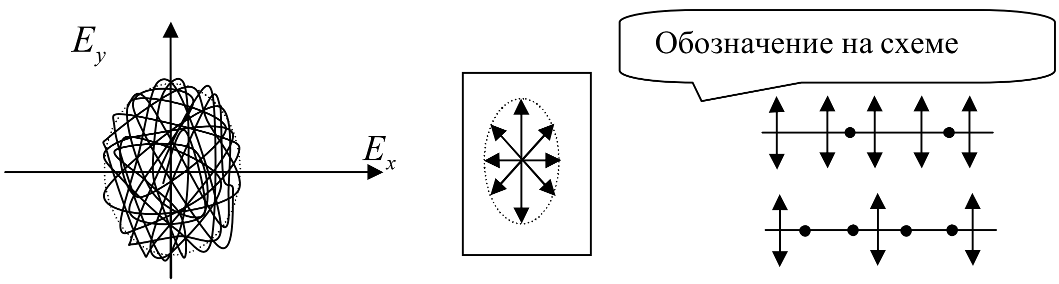
Линейно (плоско) поляризованный свет – электромагнитное излучение, вектор $\vec{E}$ которого колеблется вдоль одного направления (прямой).



Неполяризованный или **естественный** (белый) свет – электромагнитное излучение, вектор $\vec{E}$ которого **хаотически** меняет свою ориентацию.



Частично-поляризованный свет – электромагнитное излучение, вектор $\vec{E}$ которого **хаотически** меняет свою ориентацию, но имеется ориентация с **наибольшей вероятностью**.



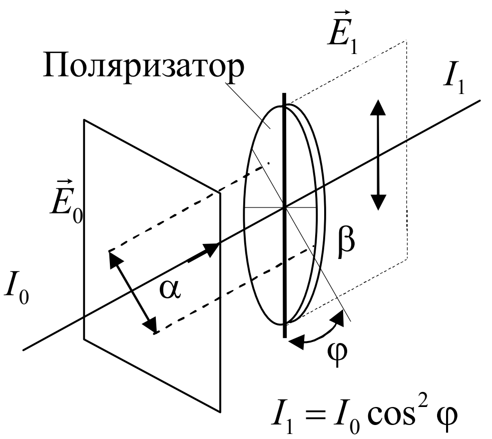
Можно показать, что частично-поляризованный свет есть сумма линейно-поляризованного и неполяризованного.

Получение поляризованного света:
прохождение света, через поляризатор, отражение света от границы раздела двух диэлектрических сред, прохождение света через оптически-активные вещества.

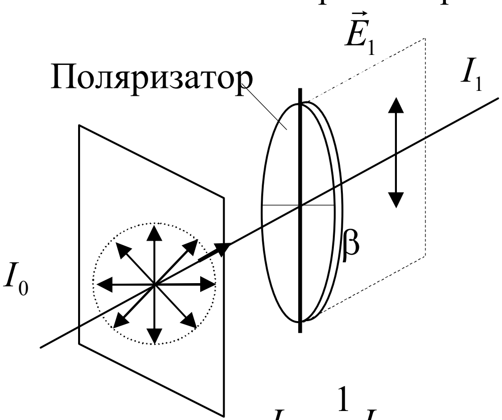
Прохождение света через поляризатор. Закон Малюса

Плоскость поляризации – плоскость, образованная лучом и направлением колебания вектора
$\vec{E}$.

Прохождение **линейно-поляризованного** света через поляризатор	Прохождение **неполяризованного** света через поляризатор



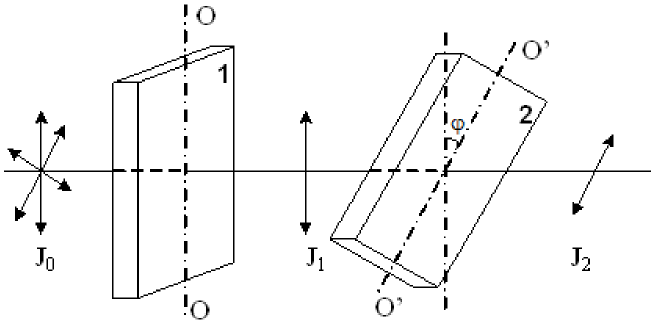
$$I_1 = I_0 \cos^2 \varphi$$



$$I_1 = \frac{1}{2} I_0$$

α – плоскость поляризации падающего света, β – плоскость поляризатора и плоскость поляризации прошедшего света, φ – угол между направлениями колебания векторов $\vec{E}_0$ и $\vec{E}_1$, I_0 – интенсивность падающего света, I_1 – интенсивность прошедшего света.

Два поляризатора (николя) (поляризатор и анализатор)



$$J_1 = \frac{1}{2} J_0, \quad J_2 = J_1 \cos^2 \varphi = \frac{1}{2} J_0 \cos^2 \varphi .$$

Интенсивность света обозначена здесь буквой J, а не I.

Степень поляризации P – количественная характеристика поляризации света. Не применяется для оценки эллиптической поляризации

$$P = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} .$$

Здесь I_{max} и I_{min} – максимально и минимально возможная интенсивность прошедшего через поляризатор света при вращении поляризатора вокруг направления светового пучка. Для линейно-поляризованного света $P=1$ – максимальное значение, для неполяризованного света $P=0$ – минимальное значение.

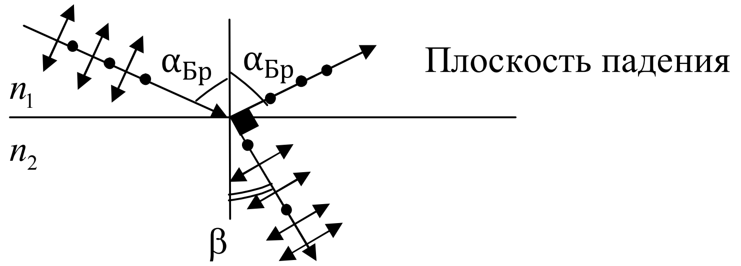
Отражение от границы раздела

Угол Брюстера $\alpha_{Бр}$ ($\alpha_{Бр}$ – угол падения, β – угол преломления)

$$\alpha_{Бр} = \operatorname{arctg}\frac{n_2}{n_1},$$

$$\alpha_{Бр} + \beta = \frac{\pi}{2}.$$

(отраженный и преломленный луч взаимно перпендикулярны)



При падении и неполяризованного света на границу раздела двух сред под углом Брюстера, отраженная волна линейно поляризована в плоскости, перпендикулярной плоскости падения, а преломленная – частично поляризована с преобладанием компоненты, параллельной плоскости падения.

Вращение плоскости поляризации

Оптически активными называются вещества, способные вращать плоскость поляризации, проходящего через них линейно (плоско) поляризованного света.

Для кристаллических веществ

$$\varphi = \alpha l,$$

где φ – угол поворота плоскости поляризации, $\alpha(\lambda)$ – постоянная вращения, l – длина пути света в веществе.

Для чистых жидкостей

$$\varphi = [\alpha]\rho l,$$

где $[\alpha]$ – удельная постоянная вращения, ρ – плотность вещества, l – длина пути света в жидкости.

Для растворов

$$\varphi = [\alpha]cl,$$

где $[\alpha]$ – удельная постоянная вращения, c – массовая концентрация активного вещества, l – длина пути света в растворе.

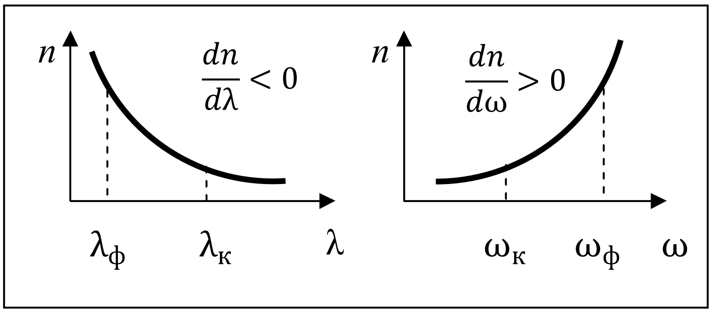
Дисперсией света называется явление, обусловленное зависимостью показателя преломления вещества от длины световой волны λ вакууме, т. е.

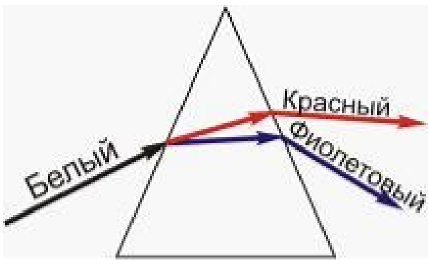
$$n = f(\lambda).$$

Таким образом, фазовая скорость волны $\upsilon(\lambda) = \dfrac{c}{n(\lambda)}$ зависит от длины волны света, распространяющегося в среде.

Все прозрачные бесцветные вещества в **видимой** части спектра имеют следующую зависимость:

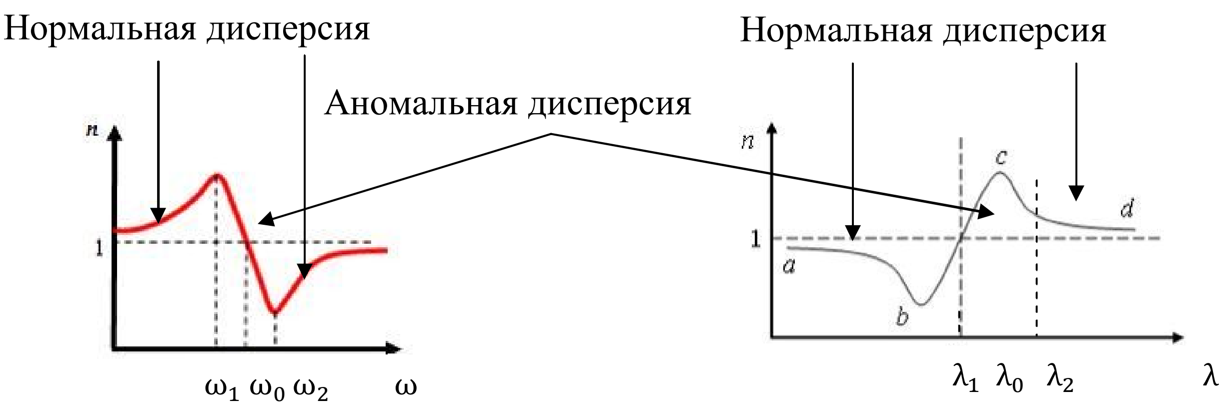
чем больше длина волны света λ, тем больше коэффициент преломлении среды (**нормальная дисперсия**).





Дисперсия света называется **нормальной**, если $\dfrac{dn}{d\lambda} < 0, \ (\dfrac{dn}{d\omega} > 0).$

Дисперсия света называется **аномальной**, если $\dfrac{dn}{d\lambda} > 0, \ (\dfrac{dn}{d\omega} < 0).$



В области **аномальной** дисперсии имеет место **интенсивное поглощение света.**

Групповая скорость

Если световая волна есть суперпозиция плоских волн с разными частотами (длинами волн в вакууме), то в среде такие волны будут двигаться с разной фазовой скоростью $\upsilon(\lambda) = \dfrac{c}{n(\lambda)}$. В этом случае суперпозиции волн приписывается скорость перемещения **точки с максимальным значением амплитуды** колебаний. Эта скорость называется **групповой** и обозначается u. С этой скоростью в среде **переносится энергия волны**. При **интенсивном поглощении (затухании)** волны, например в области аномальной дисперсии, понятие групповой скорости неприменимо.

Связь групповой и фазовой скорости

$$u = \upsilon - \lambda \frac{d\upsilon}{d\lambda} = \upsilon + \lambda \frac{c}{n^2} \frac{dn}{d\lambda}.$$

$u < \upsilon$ – нормальная дисперсия $\left(\dfrac{dn}{d\lambda} < 0\right)$,

$u > \upsilon$ – аномальная дисперсия $\left(\dfrac{dn}{d\lambda} > 0\right)$,

$u = \upsilon$ – нет дисперсии (вакуум) $\left(\dfrac{dn}{d\lambda} = 0\right)$.

Тесты с решениями

1. Угол между плоскостями пропускания двух поляризаторов равен 45°. Если угол увеличить в 2 раза, то интенсивность света, прошедшего через оба поляризатора …**0**.

Решение

Если увеличить угол между плоскостями пропускания поляризаторов в 2 раза, то он станет 90°. Из первого поляризатора выйдет линейно-поляризован-ный вдоль направления пропускания свет. Тогда угол между направлением поляризации вышедшей из первого поляризатора волны и направлением пропускания второго поляризатова также будет $\varphi = 90°$. Тогда по закону Малюса интенсивность света вышедшего из второго поляризатора

$$J_2 = J_1 \cos^2\varphi = 0,$$

где J_1 и J_2 – интенсивность линейно-поляризованного света после 1 и 2 поляризатора.

2. Естественный свет падает на систему из 5 последовательно расположенных поляроидов, причем плоскость пропускания каждого последующего поляроида образует угол 30° с плоскостью пропускания предыдущего. Если поглощением света в поляроидах можно пренебречь, то интенсивность J света на выходе из системы связана с интенсивностью J_0 света на входе соотношением …

Решение

Если интенсивность естественного света J_0, то в отсутствие поглощения интенсивность J_1 естественного света, прошедшего через первый поляроид, равна (свет становится линейно-поляризованным)

$$J_1 = \frac{1}{2}J_0.$$

Так как по выходу из поляроида свет поляризован вдоль направления пропускания поляроида, то угол между направлениями пропускания соседних поляроидов равен углу между направлением поляризации света и направлением пропускания очередного поляроида. Тогда интенсивность J_2 света, прошедшего через второй поляроид, определяется законом Малюса

$$J_2 = J_1 \cos^2\varphi = \frac{1}{2}J_0 \cos^2\varphi.$$

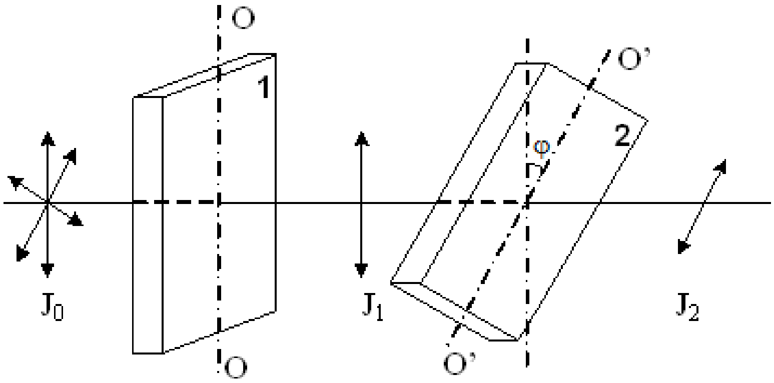
Интенсивность света, прошедшего через n поляроид, согласно закону Малюса, равна

$$J_n = J_{n-1}\cos^2\varphi = \frac{1}{2}J_0(\cos^2\varphi)^{n-1}.$$

Для 5 поляризаторов имеем ($\cos^2 30° = 3/4$)

$$J_5 = \frac{1}{2}J_0\left(\frac{3}{4}\right)^4.$$

3. На пути естественного света помещены две пластинки турмалина. После прохождения пластинки **1** свет полностью поляризован. Если J_1 и J_2 – интенсивности света, прошедшего пластинки соответственно 1 и 2, и $J_2 = (3/4)\,J_1$, тогда угол между направлениями OO и O'O' равен… **30**°.



Решение

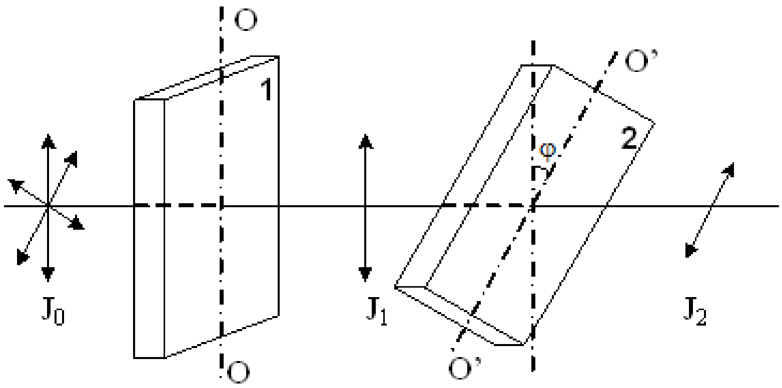
Интенсивность J_2 света, прошедшего через вторую пластинку турмалина (анализатор), меняется в зависимости от угла φ между направлениями OO и O'O' оптических осей пластин турмалина по закону Малюса

$$J_2 = J_1 \cos^2\varphi,$$

где J_1 – интенсивность плоско-поляризованного света, прошедшего через первую пластинку 1 (поляризатор). Тогда

$$\cos\varphi = \sqrt{\frac{J_2}{J_1}} = \sqrt{\frac{\frac{3}{4}J_1}{J_1}} = \frac{\sqrt{3}}{2}, \text{т.е. } \varphi = 30^\circ.$$

4. На пути естественного света помещены две пластинки турмалина. После прохождения пластинки 1 свет полностью поляризован. Если J_0 – интенсивность естественного света, а J_1 и J_2 – интенсивности света, прошедшего пластинки соответственно 1 и 2, то при угле φ между направлениями OO и O'O', равном 30°, J_2 и J_0 связаны соотношением … $(3/8)J_0$.



Решение

Если J_0 – интенсивность естественного света, то в отсутствие поглощения интенсивность J_1 света, прошедшего через поляризатор (пластинку 1), равна

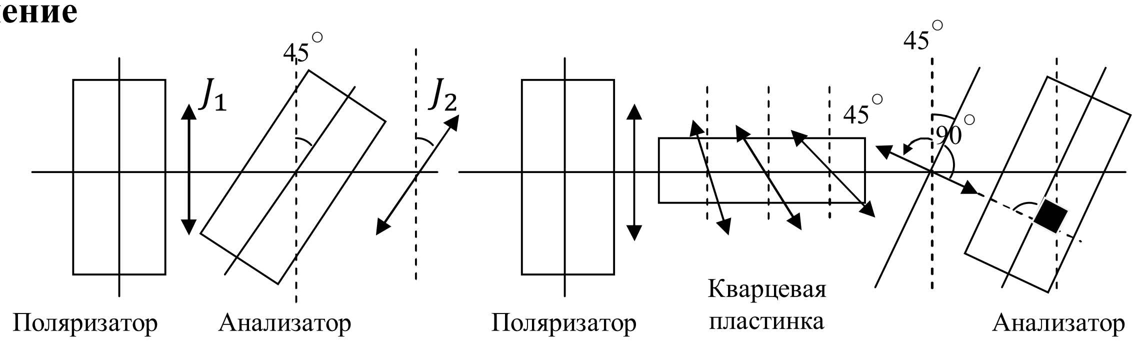
$$J_1 = \frac{1}{2}J_0.$$

а интенсивность J_2 света, прошедшего через анализатор (пластинку 2), определяется законом Малюса

$$J_2 = J_1\cos^2\varphi = \frac{1}{2}J_0\cos^2\varphi = \frac{1}{2}J_0\cos^2 30^\circ = \frac{1}{2}J_0\left(\frac{\sqrt{3}}{2}\right)^2 = \frac{3}{8}J_0.$$

5. Анализатор в 2 раза уменьшает интенсивность линейно поляризованного света, приходящего к нему от поляризатора. Если между поляризатором и анализатором помесить кварцевую пластинку, то свет через такую систему проходить не будет. При этом кварцевая пластинка поворачивает плоскость поляризации на угол, равный … 45°.

Решение



Интенсивность света за анализатором определяется законом Малюса

$$J_2 = J_1\cos^2\varphi,$$

где φ – угол между плоскостями пропускания поляризатора и анализатора. По условию

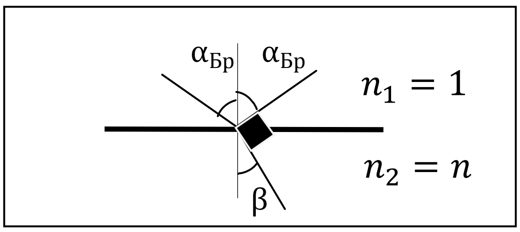
$$J_2 = \frac{J_1}{2}.$$

Тогда

$$\cos^2\varphi = 1/2 \text{ и } \varphi = 45^\circ.$$

Если между поляризатором и анализатором помесить кварцевую пластинку, и при этом интенсивность света за анализатором станет равной нулю, то это означает, что плоскость колебаний вектора $\vec{E}$ после прохождения пластинки и плоскость пропускания анализатора взаимно перпендикулярны. Следовательно, кварцевая пластинка поворачивает плоскость колебаний на угол, равный $90^\circ - 45^\circ = 45^\circ$.

6. При падении света из воздуха на диэлектрик отраженный луч полностью поляризован. Если угол падения 60°, то угол преломления равен … **30**°.



Решение

1. Если отраженный луч полностью поляризован, то выполняется закон Брюстера

$$\operatorname{tg}\alpha_{Бр} = \frac{n_2}{n_1} = n,$$

где $\alpha_{Бр}$ – угол падения (угол Брюстера), $n_2 = n$ – показатель преломления диэлектрика и $n_1 = 1$ – показатель преломления воздуха. Согласно закону преломления света

$$1 \cdot \sin\alpha_{Бр} = n \cdot \sin\beta,$$

где β – угол преломления. Значит,

$$\frac{\sin\alpha_{Бр}}{\sin\beta} = \frac{\sin\alpha_{Бр}}{\cos\alpha_{Бр}}.$$

Откуда

$$\sin\beta = \cos\alpha_{Бр} = \sin(90^\circ - \alpha_{Бр}), \text{ т. е. } \beta + \alpha_{Бр} = 90^\circ.$$

Угол преломления

$$\beta = 90^\circ - \alpha_{Бр} = 90^\circ - 60^\circ = 30^\circ.$$

2. Так как отраженный и преломленный лучи взаимно перпендикулярны, то

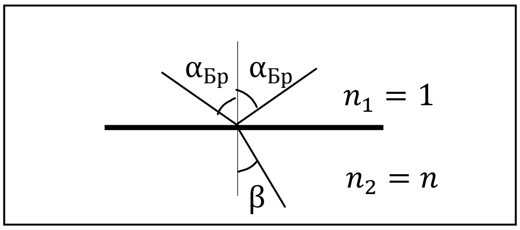
$$\beta = 180^\circ - 90^\circ - \alpha_{Бр} = 90^\circ - 60^\circ = 30^\circ.$$

7. На диэлектрическое зеркало под углом Брюстера падает луч естественного света. Для отраженного и преломленного луча справедливо утверждение ...

преломленный луч полностью поляризован,
оба луча не поляризованы,
отраженный луч полностью поляризован,
отраженный луч поляризован частично.

8. Угол преломления луча в жидкости равен 30°. Если известно, что отраженный луч полностью поляризован, то показатель преломления жидкости равен … **1,73**.

Решение



Если отраженный луч полностью поляризован, то выполняется закон Брюстера

$$\operatorname{tg}\alpha_{Бр} = \frac{n_2}{n_1} = n,$$

где $\alpha_{Бр}$ – угол падения (угол Брюстера), $n_2 = n$ – показатель преломления жидкого диэлектрика и $n_1 = 1$ – показатель преломления воздуха. Так как отраженный и преломленный лучи взаимно перпендикулярны, то угол отражения (Брюстера)

$$\alpha_{Бр} = 90^\circ - \beta^\circ = 90^\circ - 30^\circ = 60^\circ$$

и показатель преломления жидкости n

$$n = \operatorname{tg} 60° = 1{,}73.$$

9. Пластинку из оптически активного вещества толщиной $d = 2$ мм поместили между параллельными николями, в результате чего плоскость поляризации монохроматического света повернулась на угол $\varphi = 30°$. Поле зрения поляриметра станет совершенно темным при минимальной толщине (в мм) пластинки, равной …

6

1,5

0,7

3

Решение

Угол поворота плоскости поляризации пропорционален пути l, пройденной лучом в кристалле

$$\varphi = \alpha d \text{ или } d = \frac{\varphi}{\alpha},$$

где α – постоянная вращения. Если повернуть плоскость поляризации света, прошедшего через первый николь (поляризатор) на 90°, 270° и т. д., то через второй николь, параллельный первому, свет уже не пройдет. Так как при $\varphi = 30°$ $d = 2$ мм, то

$$\alpha = \frac{\varphi}{d} = \frac{30}{2} = 15\frac{\text{град}}{\text{мм}}.$$

Тогда, если φ =90°, то

$$d_{\min} = \frac{\varphi}{\alpha} = \frac{90}{15} = 6 \text{ мм}.$$

10. Для того чтобы уменьшить блеск водной поверхности озера (моря и т. п.), обусловленный отражением от нее солнечных лучей (показатель преломления воды равен 1,33), применяют солнцезащитные очки с поляроидами. С использованием поляроида отраженные солнечные лучи от поверхности озера полностью гасятся, если Солнце находится под углом …. к горизонту. При этом плоскость пропускания поляроида ориентирована ….. .

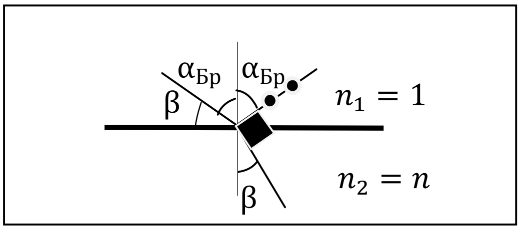
37°, **вертикально**,

37°, горизонтально,

53°, вертикально,

53°, горизонтально.

Решение



При отражении (и преломлении) на границе раздела двух диэлектриков имеет место частичная поляризация естественного света. Если же угол падения удовлетворяет закону Брюстера

$$\operatorname{tg} \alpha_{Бр} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21},$$

где n_{21} – относительный показатель преломления второй среды относительно первой), то отраженный луч поляризован полностью в плоскости, перпендикулярной плоскости падения. В случае отражения от водной поверхности озера свет поляризован в горизонтальной плоскости. (На рисунке направление поляризации – вектора $\vec{E}$ – показано точками. Это значит, что стрелка направлена перпендикулярно вертикальной плоскости, т. е. по горизонтали). Если с использованием поляроида отраженные солнечные лучи от поверхности озера полностью гасятся, то это означает, что плоскость пропускания поляроида ориентирована вертикально. Тогда

$$\operatorname{tg} \alpha_{Бр} = n_{21} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{1{,}33}{1} = 1{,}33,$$

$$\alpha_{Бр} = \operatorname{arctg}(1{,}33) \cong 53°.$$

Таким образом, Солнце стоит над горизонтом под углом $\beta = 90° - 53° = 37°$.

11. Показатель преломления воды для красного света равен 1,329, а для голубого – 1,337. В связи с этим при прохождении света в воде наблюдается …

нормальная дисперсия,
аномальная дисперсия,
оптическая активность,
поляризация.

Решение

1. Дисперсией света называется зависимость показателя преломления вещества от длины волны света. Если с уменьшением длины волны показатель преломления увеличивается, т. е. если

$$\frac{dn}{d\lambda} < 0,$$

наблюдается нормальная дисперсия. Так как

$$n_{кр}=1{,}329 \quad < \; n_{ф}=1{,}337,$$
$$\lambda_{кр} = 687нм > \lambda_{ф} = 400нм,$$

то при прохождении света в воде наблюдается нормальная дисперсия.

2. Все прозрачные бесцветные вещества в видимой части спектра обладают нормальной дисперсией.

12. В стеклянной призме происходит разложение белого света в спектр, обусловленное дисперсией света. На рисунках представлен ход лучей в призме. Правильно отражает ход лучей рисунок …

1 2 3 4

Решение

Дисперсией света называется зависимость фазовой скорости света в среде от его частоты. Так как

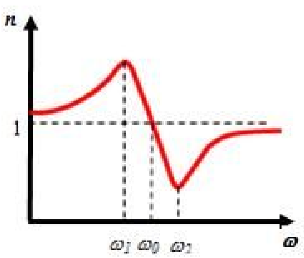
$$v = \frac{c}{n},$$

то и показатель преломления среды зависит от частоты (или длины волны). Это приводит к тому, что лучи различных длин волн преломляются по-разному.

В случае нормальной дисперсии (когда с ростом длины волны показатель преломления уменьшается, то есть $dn/d\lambda < 0$), имеющей место в прозрачных для света средах, из закона преломления (меньше коэффициент преломления – меньше угол преломления) следует, что с ростом длины волны уменьшается и угол преломления. Следовательно, угол преломления для красного света меньше угла преломления для фиолетового.

Таким образом, уже в призме наблюдается распространение лучей различных длин волн по разным направлениям, которое на второй преломляющей грани призмы только усиливается.

13. На рисунке изображена дисперсионная кривая для некоторого вещества. Интенсивное поглощение света наблюдается для диапазона частот..**от ω_1 до ω_2**.



Решение

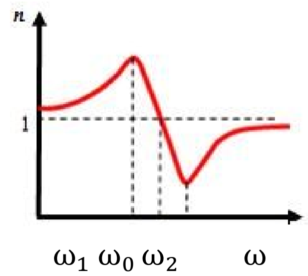
Интенсивному поглощению света веществом соответствует область аномальной дисперсии, где с ростом частоты света ω показатель преломления n убывает, то есть

$$\frac{dn}{d\omega} < 0.$$

ω_1 ω_0 ω_2 ω

Этому условию удовлетворяет область частот от ω_1 до ω_2.

14. Кривая дисперсии для некоторого вещества в области одной из полос поглощения имеет вид, показанный на рисунке. Групповая скорость u света в веществе больше фазовой скорости v для области частот … $\boldsymbol{\omega_1 < \omega < \omega_2}$.

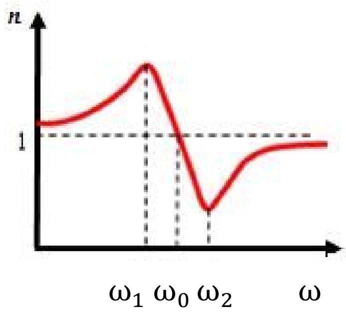


Решение

При нормальной дисперсии групповая скорость меньше фазовой $u < v$. В случае аномальной дисперсии $u > v$. Дисперсия света называется нормальной, если с ростом частоты показатель преломления растет; дисперсия света называется аномальной, если с ростом частоты показатель преломления убывает. Из приведенной кривой дисперсии следует, что аномальная дисперсия имеет место в области частот $\omega_1 < \omega < \omega_2$. Следовательно, $u > v$ для области частот $\omega_1 < \omega < \omega_2$.

15. Кривая дисперсии в области одной из полос поглощения имеет вид, показанный на рисунке. Нормальная дисперсия имеет место в области частот…..

$\boldsymbol{\omega < \omega_1, \omega > \omega_2}$.



Решение

Дисперсия света называется нормальной, если с ростом частоты показатель преломления растет

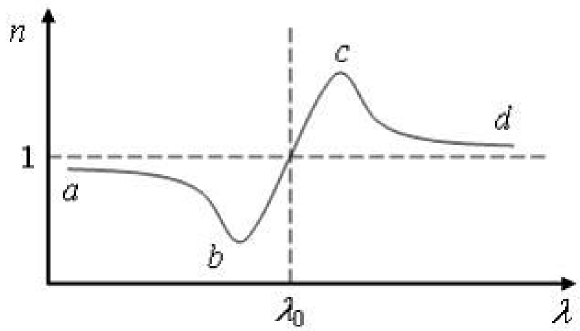
$$\frac{dn}{d\omega} > 0.$$

Дисперсия света называется аномальной, если с ростом частоты показатель преломления убывает

$$\frac{dn}{d\omega} < 0.$$

Следовательно, нормальная дисперсия имеет место в области частот $\omega < \omega_1, \omega > \omega_2$.

16. Кривая дисперсии в области одной из полос поглощения имеет вид, показанный на рисунке. Соотношение между фазовой v и групповой u скоростями для участка bc имеет вид …



$\boldsymbol{u} > v$,
$u < v$,
$u = v$,
$u > v > c$.

Решение

Групповая скорость u связана с фазовой скоростью v света в среде соотношением

$$u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}.$$

Поскольку

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

то

$$u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda} = v - \lambda \frac{dv}{dn}\frac{dn}{d\lambda} = v\left(1 + \frac{\lambda}{n}\frac{dn}{d\lambda}\right).$$

Здесь учтено, что

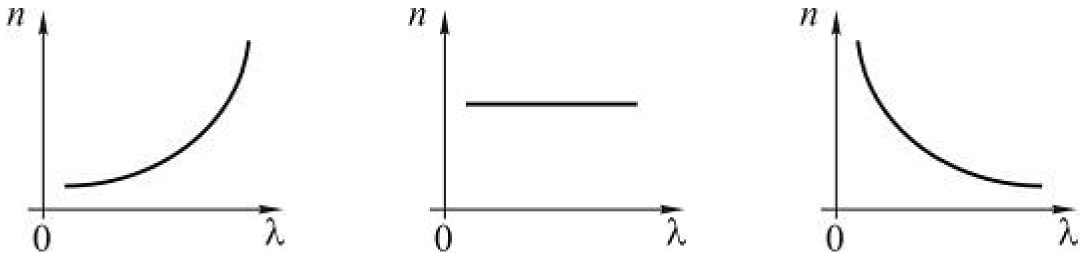
$$\frac{dv}{dn} = -\frac{c}{n^2} = -\frac{v}{n}.$$

Из приведенного на рисунке графика следует, что участок *bc* – участок аномальной дисперсии и

$$\frac{dn}{d\lambda} > 0.$$

Таким образом, для участка *bc* с аномальной дисперсией $u > v$.

17. Зависимость показателя преломления *n* вещества от длины световой волны λ при нормальной дисперсии отражена на рисунке …



1 2 **3**

Решение

Нормальной дисперсии соответствует третья зависимость, т. е. $dn/d\lambda < 0$.

ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ. ФОТОЭФФЕКТ

Тепловое излучение:

происходит за счет внутренней энергии тел, при любой температуре,

интенсивность излучения возрастает (падает) с ростом (уменьшением) температуры,

может находиться в равновесии с излучающими телами,

остальные типы электромагнитных излучений называются люминесценциями.

Энергетическая светимость тела $R_э$ – величина численно равная энергии, испускаемый единицей поверхности тела за единицу времени по всем направлениям на всех частотах (длинах волн) [Дж/ с· м^2]= [Вт/м^2].

Испускательная способность тела $r_{\omega T}$ **или** $r_{\lambda T}$ – величина численно равная энергии, испускаемой единицей поверхности тела за единицу времени по всем направлениям и приходящейся на единичный интервал частот или длин волн (спектральные плотности энергетической светимости).

$$R_э = \int_0^\infty r_{\omega T}\, d\omega = \int_0^\infty r_{\lambda T}\, d\lambda.$$

Поглощательная способность тела $a_{\omega T}$ – отношение поглощенной и падающей на тело за единицу времени в единичном частотном интервале энергий, $a_{\omega T} \le 1$ – безразмерная величина.

Абсолютно черное тело – $a^*_{\omega T} \equiv 1$, т. е. **все поглощает** и ничего не **отражает** на всех частотах и температурах, но, обязательно, **излучает**.

Серое тело – $a_{\omega T} = a_T = a^C < 1$, т. е. поглощение зависит только от температуры тела, но не зависит от частоты падающего на тело излучения.

Закон Кирхгофа

$$\frac{r_{\omega T}}{a_{\omega T}} = f(\omega, T) \text{ для любых тел,}$$

$$r^*_{\omega T} = f(\omega, T) \text{ для абсолютно черного тела.}$$

Для любых тел, находящихся в тепловом равновесии, отношение испускательной и поглощательной способностей одинаково и зависит только от частоты излучения и температуры тела.

Закон Стефана – Больцмана

$$R^*_э = \sigma T^4 \text{ – для абсолютно черного тела,}$$

$$R^C_э = a^C \sigma T^4 \text{ – для серого тела,}$$

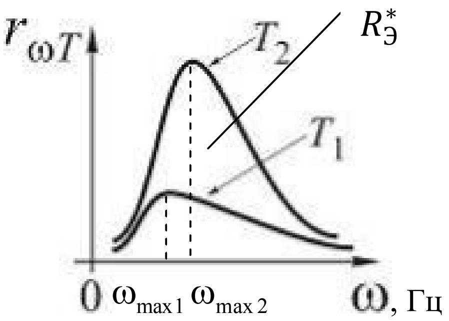
где σ – постоянная Больцмана, a^C – коэффициент серости, T – абсолютная температура.

Связь **объемной плотности равновесной энергии** электромагнитного излучения u **и энергетической светимости** $R_э^*$ абсолютно черного тела

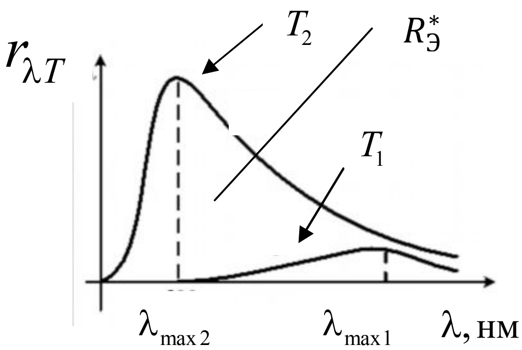
$$R_э^* = \frac{c}{4}u.$$

Закон смещения Вина

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T},\ b - \text{постоянная Вина.}$$



$T_2 > T_1$



Свойства зависимостей $r_{\omega T}^*$ **и** $r_{\lambda T}^*$

Если $T_2 > T_1$, то

– $\omega_{\max 2} > \omega_{\max 1}$, $\lambda_{\max 2} < \lambda_{\max 1}$,

– $r_{\omega T}(\omega_{\max 2}) > r_{\omega T}(\omega_{\max 1})$, $r_{\lambda T}(\lambda_{\max 2}) > r_{\lambda T}(\lambda_{\max 1})$ или кривая для T_2 идет выше кривой для T_1.

Графики нарисованы для **испускательных способностей** абсолютно **черного тела**, так как для него из-за $a_{\omega T}^* \equiv 1$ имеем $r_{\omega T}^* = f(\omega, T)$ и $r_{\lambda T}^* = \varphi(\lambda, T)$.

Формула Планка

$$f(\omega, T) = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^2}\frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1},\quad \hbar = \frac{h}{2\pi}.$$

$h -$ постоянная Планка.

Свет – поток фотонов. Энергия фотона

$$\varepsilon_ф = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = \hbar\omega,$$

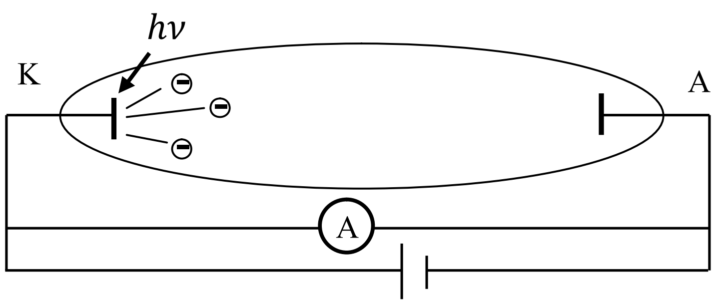
где ν – частота света, $\omega = 2\pi\nu$ – циклическая частота света.

Фотоэффект – явление вырывания электронов из вещества при облучении его светом.

Уравнение Эйнштейна (закон сохранения энергии при однофотонном поглощении свободным электроном света)

$$h\nu = A^{\text{вых}} + \frac{mv_{\max}^2}{2},$$

где $\nu = \frac{c}{\lambda}$ – частота поглощенного фотона, h – постоянная Планка, $h\nu$ – энергия поглощенного фотона, $A^{\text{вых}}$ – работа выхода электрона с поверхности вещества (табличное значение для каждого вещества), $\frac{m\upsilon_{\max}^2}{2}$ – кинетическая энергия испустившихся с поверхности электронов (нерелятивистский случай). Так как свет могут поглотить фотоны из объема вещества, для которых работа выхода больше табличного значения, то из вещества всегда вылетают электроны со скоростью от нулевого значения до $v_{\max}$.



Чтобы остановить фотоэлектроны, т. е. измерить их кинетическую энергию (см. рисунок), необходимо приложить **задерживающее** (**запирающее**) электрическое поле между катодом и анодом

$$\frac{m\upsilon_{\max}^2}{2} = eU_з,$$

где $U_з$ – напряжение запирания электрического поля, останавливающего электроны с энергией вылета $\frac{m\upsilon_{\max}^2}{2}$ перед анодом.

Законы фотоэффекта

Существование красной границы

Для каждого вещества существует min **частота света** ν_0 (максимальная длина волны λ_0), называемая красной границей, ниже (выше) которой **фотоэффект невозможен**

$$\frac{mv_{\max}^2}{2} < 0, \text{если } \nu < \nu_0 = \frac{A^{\text{вых}}}{h} \text{ или } \lambda > \lambda_0 = \frac{hc}{A^{\text{вых}}}.$$

Сила фототока насыщения $I_н$ при **постоянной частоте** ν падающего света **пропорциональна интенсивности** I света, падающего на катод.

$$I_{Н} = \frac{|q|}{t} = \frac{eN_e}{t} = \eta \frac{eN_{ф}}{t}.$$

Здесь $N_e = \eta N_{ф}$ – число электронов, испускаемых катодом и падающих на анод, составляющих фиксированную часть $(\eta < 1)$ от числа фотонов $N_{ф}$, падающих на катод площадью S за время t, q – заряд электронов, проходящих через анод за время t. Таким образом, **сила фототока насыщения** $I_{Н}$ **пропорциональна числу фотонов** $N_{ф}$, падающих на катод в единицу времени.

Пусть W – количество энергии, падающей за время t на катод площадью S. Тогда

$$I = E = \frac{W}{St} = \frac{N_{ф}\varepsilon_{ф}}{St} = \frac{N_{ф}h\nu}{St},$$

где I – **интенсивность** света, величина численно равная энергии переносимой светом через единичную перпендикулярную площадку за единицу времени, E – **освещенность**, величина численно равная энергии света падающей на единичную перпендикулярную площадку за единицу времени. Следовательно, интенсивность света (и освещенность) зависит только от произведения числа фотонов, упавших на катод за единицу времени и энергии одного фотона.

Таким образом,

$$I_{Н} = \eta \frac{eN_{ф}}{t} = \eta \frac{eS}{h}\frac{I}{\nu} = \eta \frac{eS}{hc}\lambda I.$$

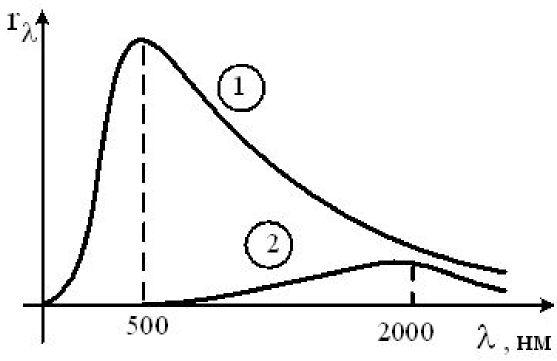
Максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов линейно зависит от частоты света и не зависит от его интенсивности (при неизменной частоте)

$$\frac{mv_{\max}^2}{2} = h\nu - A^{вых}, \qquad \frac{mv_{\max}^2}{2} \neq f(I) \text{ при } \nu = \text{const}.$$

Интенсивность излучения зависит только от энергии одного фотона (частоты излучения) и числа фотонов. Максимальная кинетическая энергия электрона зависит только от энергии одного фотона и не зависит от числа фотонов. Следовательно, если не меняется частота излучения, то максимальная кинетическая энергия не зависит от интенсивности света.

Тесты с решениями

1. На рисунке представлены кривые зависимости спектральной плотности энергетической светимости абсолютно черного тела от длины волны при разных температурах. Если кривая 2 представляет спектр излучения абсолютно черного тела при температуре 300 К, то кривой 1 соответствует температура (в К), равная …**1200**.



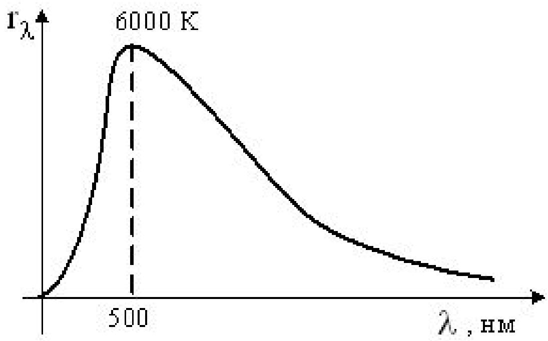
Решение

Согласно закону Вина,

$$\lambda_{max} = \frac{b}{T},$$

где λ_{max} – длина волны, на которую приходится максимум спектральной плотности энергетической светимости, b – постоянная Вина, т. е., чем меньше длина волны, на которую приходится максимум спектральной плотности энергетической светимости, тем выше температура. При уменьшении длины волны соответствующего максимума излучения в 4 раза, температура увеличится в 4 раза и станет равной $T = 300 \cdot 4 = 1200$ К.

2. На рисунке представлено распределение энергии в спектре излучения абсолютно черного тела в зависимости от длины волны для температуры T = 6000 К. При увеличении температуры в 2 раза длина волны (в нм), соответствующая максимуму излучения, будет равна …**250**.



Решение

Согласно закону Вина,

$$\lambda_{max} = \frac{b}{T},$$

где λ_{max} – длина волны, на которую приходится максимум спектральной плотности энергетической светимости, b – постоянная Вина, т. е., чем выше температура, тем меньше длина волны, на которую приходится максимум спектральной плотности энергетической светимости. При увеличении температуры в 2 раза длина волны, соответствующая максимуму излучения, уменьшится в 2 раза и будет равна 250 нм.

3. По мере нагревания тела его свечение изменяется следующим образом. При комнатной температуре свечение в видимой области спектра не наблюдается. По мере повышения температуры тело начинает светиться малиновым цветом, переходящим в красный цвет («красное каление»), а затем в белый («белое каление»). Закономерности изменения цвета свечения тела при его нагревании объясняются:

законом смещения Вина,

законом Стефана-Больцмана,

законами смещения Вина и Стефана-Больцмана,

законом Кирхгофа.

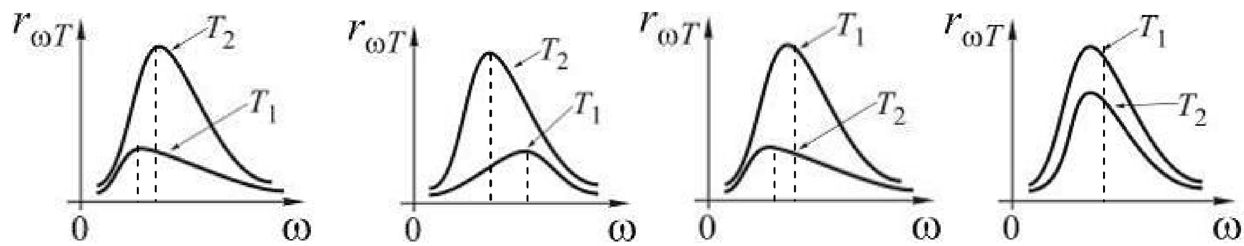
Решение

Согласно закону смещения Вина, длина волны, на которую приходится максимум излучательной способности абсолютно черного тела, обратно пропорциональна абсолютной температуре

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T},$$

где b – постоянная Вина. При комнатной температуре максимум излучения лежит в далекой инфракрасной области, излучение в видимой области практически отсутствует. При температуре, приближающейся к 1000 К, максимум излучения по-прежнему находится в инфракрасной области, однако излучение в видимой части спектра становится заметным. При этом наибольшая интенсивность приходится на красную часть спектра. Это температура «красного каления». По мере роста температуры максимум излучения смещается в видимую часть спектра; при этом различие в интенсивностях падает, и излучение приобретает желтый, а затем и белый цвет («белое каление»).

4. Распределение энергии в спектре излучения абсолютно черного тела в зависимости от частоты излучения для температур T_1 и T_2 ($T_2 > T_1$) верно представлено на рисунке …



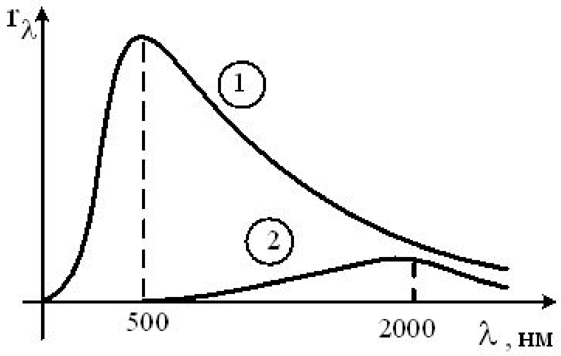
1 2 3 4

Решение

Чем больше температура, тем больше значение максимума, т. е. рис. 1 или 2. Чем больше температура, тем больше значение частоты максимума излучения, т. е. рисунок 1.

5. На рисунке представлены кривые зависимости спектральной плотности энергетической светимости абсолютно черного тела от длины волны при разных температурах. Отношение энергетических светимостей $R_{э1}/R_{э2}$ при этих температурах равно …**256**.

Решение



Распределение энергии в спектре излучения абсолютно черного тела в зависимости от частоты излучения и температуры объясняется законами Стефана-Больцмана и Вина. Энергетическая светимость $R_э^*$ абсолютно черного тела связана со спектральной плотностью энергетической светимости соотношением

$$R_э^* = \int_0^\infty r_{\lambda T}^* d\lambda.$$

В соответствии с законом Стефана – Больцмана

$$R_э^* = \sigma T^4,$$

где σ – постоянная Стефана – Больцмана. Согласно закону смещения Вина

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T},$$

где $\lambda_{\max}$ – длина волны, на которую приходится максимум спектральной плотности энергетической светимости, b – постоянная Вина. Тогда имеем

$$\frac{R_{э1}^*}{R_{э2}^*} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^4 = \left(\frac{\lambda_{\max 2}}{\lambda_{\max 1}}\right)^4 = \left(\frac{2000}{500}\right)^4 = 4^4 = 256.$$

6. На рисунке изображен спектр излучения абсолютно черного тела при температуре T. При температуре площадь под кривой увеличилась в 81 раз. Температура равна ….

3*T*, 9T, 12T.

Решение

В соответствии с законом Стефана – Больцмана для абсолютно черного тела имеем

$$R_э^* = \sigma T^4,$$

где σ – постоянная Стефана – Больцмана и

$$R_э^* = \int_0^\infty r_{\lambda T}^* d\lambda = \int_0^\infty r_{\omega T}^* d\omega,$$

т. е. $R_э^*$ – площадь под кривой зависимости спектра излучения от длины или частоты волны. Если $R_э^*$ увеличилось в 81 раз, то T в $\sqrt[4]{81} = 3$ раза.

7. При изменении температуры серого тела максимум спектральной плотности энергетической светимости сместился с $\lambda_1 = 1800$ нм на $\lambda_2 = 600$ нм. При этом энергетическая светимость … **увеличилась в 81 раз**.

Решение

Распределение энергии в спектре излучения абсолютно черного тела в зависимости от частоты излучения и температуры объясняется законами Стефана – Больцмана и Вина. Энергетическая светимость $R_э^*$ абсолютно черного тела связана со спектральной плотностью энергетической светимости соотношением

$$R_э^* = \int_0^\infty r_{\lambda T}^* \, d\lambda.$$

В соответствии с законом Стефана – Больцмана

$R_э^* = \sigma T^4,$

где σ – постоянная Стефана – Больцмана. Согласно закону смещения Вина,

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T},$$

где $\lambda_{\max}$ – длина волны, на которую приходится максимум спектральной плотности энергетической светимости, b – постоянная Вина. Тело называется серым, если его поглощательная способность одинакова для всех частот и зависит только от температуры

$$\alpha^c = \alpha_T.$$

Энергетическая светимость серого тела связана с энергетической светимостью черного тела соотношением

$$R_э^c = \alpha^c R_э^*.$$

Таким образом,

$$\frac{R_{э2}^c}{R_{э1}^c} = \frac{R_{э2}}{R_{э1}} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^4 = \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^4 = \left(\frac{1800}{600}\right)^4 = 81.$$

Примечание. Данное решение приведено на сайте www.i-exam.ru.
Так как температуры серых тел разные, то и коэффициенты серости – разные, т. е.

$$\frac{R_{э2}^c}{R_{э1}^c} = \frac{\alpha_2^c R_{э2}}{\alpha_1^c R_{э1}} \neq \frac{R_{э2}}{R_{э1}} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^4 = \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^4.$$

Решение правильно, только для абсолютно черного тела, но не для серого.

8. Импульс фотона имеет наибольшее значение в диапазоне частот …

рентгеновского излучения,
видимого излучения,
инфракрасного излучения,
ультрафиолетового излучения.

Решение

Так как
$$p_ф = \frac{h}{\lambda} = \frac{h\nu}{c},$$

то импульс фотона (также как и энергия) имеет наибольшее значение для рентгеновского излучения.

9. Наблюдается явление внешнего фотоэффекта. При этом с уменьшением длины волны падающего света …

увеличивается величина задерживающей разности потенциалов,
уменьшается кинетическая энергия электронов,
увеличивается красная граница фотоэффекта,
уменьшается энергия фотонов.

Решение

Согласно уравнению Эйнштейна для фотоэффекта

$$h\nu = A_{вых} + \frac{mv_{max}^2}{2},$$

где $h\nu$ – энергия падающего фотона, $A_{вых}$ – работа выхода электрона из металла, $mv_{max}^2/2$ – максимальная кинетическая энергия электрона. Энергию фотона можно выразить через длину волны

$$h\nu = hc/\lambda,$$

а максимальную кинетическую энергию электронов – через величину задерживающей разности потенциалов $U_з$

$$\frac{mv_{max}^2}{2} = eU_з,$$

где e – модуль заряда электрона. Тогда уравнение Эйнштейна имеет вид

$$\frac{hc}{\lambda} = A_{вых} + eU_з.$$

Из уравнения следует, что при уменьшении длины волны увеличится энергия фотонов и величина задерживающей разности потенциалов (связанная с кинетической энергии электронов), поскольку работа выхода электронов из металла не зависит от длины волны падающего света.

10. Величина фототока насыщения при внешнем фотоэффекте зависит …

от интенсивности падающего света,

от состояния поверхности освещаемого материала,

от работы выхода освещаемого материала,

от величины задерживающего потенциала.

Решение

Фототок насыщения $I_н$ определяется числом N_e/t фотоэлектронов, выбиваемых из катода в единицу времени, которое пропорционально интенсивности света так как

$$I_н = \frac{|q|}{t} = \frac{eN_e}{t} = \eta\frac{eN_ф}{t},$$

где $N_ф/t$ – число фотонов, падающих на катод в единицу времени, $N_e = \eta N_ф$, $\eta < 1$. Таким образом, сила тока насыщения зависит только от числа падающих на катод фотонов в единицу времени.

$$I = \frac{W}{St} = \frac{N_ф\varepsilon_ф}{St} = \frac{N_ф h\nu}{St},$$

где I – интенсивность света, S и t – площадь облучаемого катода и время облучения, W – световая энергия, падающая на катод площадью S за время t. Тогда

$$I_н = \eta\frac{eN_ф}{t} = \eta eS\frac{I}{h\nu}.$$

Следовательно, величина фототока насыщения зависит от интенсивности падающего света.

11. Свет, падающий на металл, вызывает эмиссию электронов из металла. Если интенсивность света уменьшается, а его частота при этом остается неизменной, то …

количество выбитых электронов уменьшается, а их кинетическая энергия остается неизменной,

количество выбитых электронов остается неизменным, а их кинетическая энергия уменьшается,

количество выбитых электронов увеличивается, а их кинетическая энергия уменьшается,

количество выбитых электронов и их кинетическая энергия увеличиваются.

Решение

Согласно уравнению Эйнштейна для фотоэффекта

$$hv = A_{\text{вых}} + \frac{mv_{\max}^2}{2},$$

где hv – энергия фотона, $A_{\text{вых}}$ – работа выхода электронов из металла, $mv_{\max}^2/2$ – максимальная кинетическая энергия электронов, которая зависит от энергии фотона, следовательно, от частоты света. Поскольку частота не меняется, то и кинетическая энергия остается неизменной.

Если интенсивность света уменьшается при постоянстве частоты облучения

$$I = \frac{W}{St} = \frac{N_{\Phi}\varepsilon_{\Phi}}{St} = \frac{N_{\Phi}hv}{St},$$

то уменьшается число падающих фотонов N_{Φ}, поглощаемых катодом, а значит и число электронов $N_e = \eta N_{\Phi}$, выбитых этими фотонами.

12. Как изменится кинетическая энергия электронов при фотоэффекте, если увеличить частоту облучающего света, не изменяя общую мощность излучения

кривая частотной зависимости кинетической энергии пройдет через максимум,
ответ неоднозначен, зависит от работы выхода,
уменьшится,
увеличится,
не изменится.

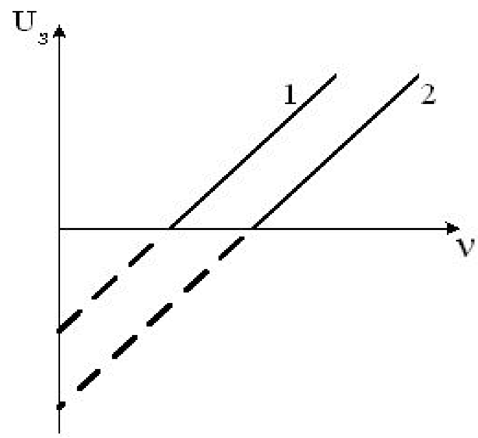
Решение

Согласно уравнению Эйнштейна для фотоэффекта

$$hv = A_{\text{вых}} + \frac{mv_{\max}^2}{2},$$

где hv – энергия падающего фотона, $A_{\text{вых}}$ – работа выхода электрона из металла, $mv_{\max}^2/2$ – максимальная кинетическая энергия электрона. Если увеличится v, то увеличится и кинетическая энергия электрона, так как работа выхода величина постоянная.

13. При изучении внешнего фотоэффекта были получены две зависимости задерживающего напряжения $U_з$ от частоты v падающего света. Верным является утверждение, что зависимости получены для ...



двух различных металлов; при этом работа выхода для второго

металла больше,

двух различных металлов; при этом работа выхода для первого металла больше,

одного и того же металла при различных его освещенностях; при этом освещенность первого металла больше,

одного и того же металла при различных его освещенностях; при этом освещенность второго металла больше.

Решение

Согласно уравнению Эйнштейна для фотоэффекта

$$h\nu = A_{\text{вых}} + \frac{mv_{\max}^2}{2},$$

где $h\nu$ – энергия падающего фотона, $A_{\text{вых}}$ – работа выхода электрона из металла, $mv_{\max}^2/2$ – максимальная кинетическая энергия электрона, которая может быть определена по величине задерживающего напряжения

$$\frac{mv_{max}^2}{2} = eU_з.$$

Тогда уравнение Эйнштейна примет вид

$$h\nu = A_{\text{вых}} + eU_з.$$

Отсюда

$$U_з = \frac{h}{e}\nu - \frac{A_{\text{вых}}}{e}.$$

Это уравнение прямой, не проходящей через начало координат. Точки пересечения прямых и оси $U_з$ имеют место при $\nu = 0$. Следовательно,

$$U_{з1} = -\frac{A_{\text{вых}1}}{e}, U_{з2} = -\frac{A_{\text{вых}2}}{e}$$

и

$$A_{\text{вых}2} > A_{\text{вых}1}.$$

Если разные работы выхода, то это **разные металлы**. Точки пересечения прямых и оси ν имеют место при $U_з = 0$. Следовательно,

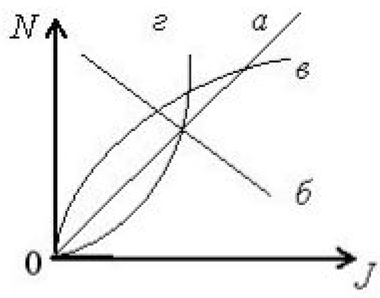
$$\nu_{01} = \frac{A_{\text{вых}1}}{h}, \nu_{02} = \frac{A_{\text{вых}2}}{h}$$

и

$$\nu_{02} > \nu_{01},$$

где ν_0 – красная граница фотоэффекта.

14. На металлическую пластину падает монохроматический свет, при этом количество N фотоэлектронов, вылетающих с поверхности металла в единицу времени зависит от интенсивности J света согласно графику…



а, б, г, в.

Решение

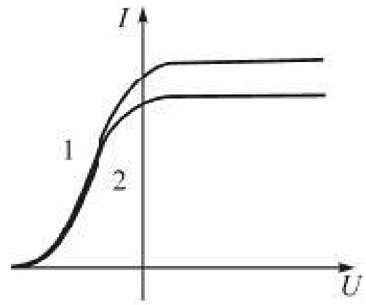
Количество фотоэлектронов, вылетающих с поверхности металла в единицу времени, равно

$$N = \eta N_{\text{ф}}, \qquad J = \frac{N_{\text{ф}}\varepsilon_{\text{ф}}}{St},$$

где S – площадь поверхности пластины, t – время ее облучения, $N_{\text{ф}}$ – число падающих на пластину за это время фотонов, $\varepsilon_{\text{ф}} = h\nu$ – энергия фотона. Таким образом, **если энергия фотона не меняется**, то имеет место линейная зависимость

$$N = \eta N_{\text{ф}} = \eta \frac{St}{\varepsilon_{\text{ф}}} J.$$

15. На рисунке приведены две вольтамперные характеристики вакуумного фотоэлемента. Если E – освещенность фотоэлемента, ν – частота падающего на него света, то … $\boldsymbol{\nu_1 = \nu_2}$, $\boldsymbol{E_1 > E_2}$.



Решение

Задерживающее напряжение одинаково для обеих кривых. Величина задерживающего напряжения определяется максимальной скоростью фотоэлектронов. Уравнение Эйнштейна можно представить в виде

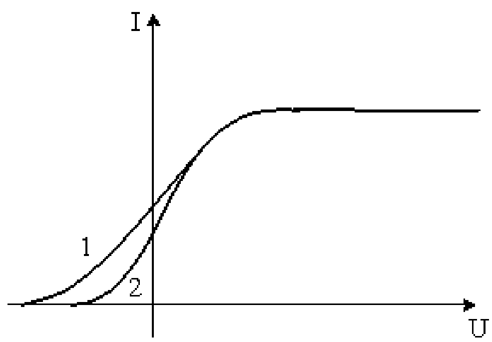
$$h\nu = A_{\text{вых}} + eU_{\text{з}}.$$

Отсюда поскольку $U_{\text{з}1} = U_{\text{з}2}$, то $\nu_1 = \nu_2$. Запишем выражение для тока насыщения

$$I_{\text{н}} = \eta \frac{eS}{h} \frac{E}{\nu}.$$

Так как $I_{\text{н}1} > I_{\text{н}2}$, а частоты одинаковы, то $E_1 > E_2$.

16. На рисунке представлены две вольтамперные характеристики вакуумного фотоэлемента. Если E – освещенность фотокато-



да, а λ – длина волны падающего на него света, то справедливо утверждение …
$\boldsymbol{\lambda_1 < \lambda_2}$, $\boldsymbol{E_1 > E_2}$.

Решение

Приведенные на рисунке вольтамперные характеристики отличаются друг от друга величиной задерживающего напряжения: $U_{з1} > U_{з2}$. Величина задерживающего напряжения определяется максимальной скоростью фотоэлектронов

$$\frac{mv_{\max}^2}{2} = eU_з.$$

С учетом этого уравнение Эйнштейна можно представить в виде

$$h\nu = \frac{hc}{\lambda} = A_{вых} + eU_з.$$

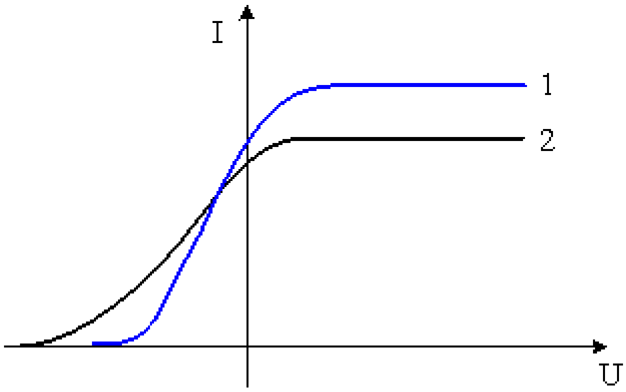
Так как $U_{з1} > U_{з2}$, то $\lambda_1 < \lambda_2$. При этом учтено, что $A_{вых}$ остается неизменной.

Фототок насыщения равен

$I_Н = \eta\frac{eS}{hc}\lambda E$ и $E = \frac{I_Н}{\lambda}\frac{hc}{\eta eS}$.

Так как $I_{Н1} = I_{Н2}$ и $\lambda_1 < \lambda_2$, то $E_1 > E_2$.

17. На рисунке представлены две вольтамперные характеристики вакуумного фотоэлемента. Если E – освещенность фотокатода, а λ – длина волны падающего на него света, то справедливо следующее утверждение…$\boldsymbol{\lambda_1 > \lambda_2}$, $\boldsymbol{E_1 > E_2}$.



Решение

Приведенные на рисунке вольтамперные характеристики отличаются друг от друга величиной задерживающего напряжения ($U_{з1} < U_{з2}$) и величиной тока насыщения ($I_{Н1} > I_{Н2}$). Величина задерживающего напряжения определяется максимальной скоростью фотоэлектронов

$$\frac{mv_{\max}^2}{2} = eU_з.$$

С учетом этого уравнение Эйнштейна можно представить в виде

$$h\nu_1 = \frac{hc}{\lambda_1} = A_{вых} + eU_{з1},$$

$$h\nu_2 = \frac{hc}{\lambda_2} = A_{вых} + eU_{з2}.$$

Так как $A_{вых} = \text{const}$, то из неравенства $U_{з1} < U_{з2}$ следует, что $\lambda_1 > \lambda_2$.
Запишем выражения для фототока насыщения

$$I_{н} = \eta \frac{eS}{hc} \lambda E \text{ и } E = \frac{I_{н}}{\lambda} \frac{hc}{\eta e S}.$$

Тогда

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{I_{н1}}{\lambda_1} \frac{\lambda_2}{I_{н2}} = \frac{I_{н1}}{I_{н2}} \frac{\lambda_2}{\lambda_1}.$$

Так как

$$\frac{I_{н1}}{I_{н2}} > 1, \text{а } \frac{\lambda_2}{\lambda_1} < 1,$$

то отношение может быть любым.

Примечание. На сайте www.i-exam.ru правильный ответ $\lambda_1 > \lambda_2$, $E_1 > E_2$.

18. Катод вакуумного фотоэлемента освещается светом с энергией квантов 10 эВ. Если фототок прекращается при подаче на фотоэлемент задерживающего напряжения 4 В, то работа выхода электронов из катода (в эВ) равна …

6

14

7

3

Решение

Согласно уравнению Эйнштейна для фотоэффекта

$$h\nu = A_{вых} + \frac{mv_{max}^2}{2},$$

где $h\nu$ – энергия фотона, $A_{вых}$ – работа выхода электронов из металла, $mv_{max}^2/2$ – максимальная кинетическая энергия электронов, которая равна

$$\frac{mv_{max}^2}{2} = eU_з = 4 эВ,$$

где $U_з$ – задерживающее напряжение. Следовательно,

$$A_{вых} = h\nu - \frac{mv_{max}^2}{2} = 10 - 4 = 6 эВ.$$

19. Уединенный медный шарик освещается ультрафиолетовым излучением с длиной волны λ = 165 нм. Если работа выхода электрона для меди А = 4,5 эВ, то максимальный потенциал, до которого может зарядиться шарик, равен…**3В**. ($h = 6{,}63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с, $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Кл).

Решение

Под действием падающего ультрафиолетового излучения происходит вырывание электронов из металла (фотоэффект). Вследствие вылета электронов медный шарик заряжается положительно. Если заряд шарика станет достаточно большим, то электрическое поле этого заряда будет останавливать электроны и возвращать их обратно на шарик. При дальнейшем облучении заряд, а значит и потенциал такого шарика, меняться не будет.

Так как электрическое поле шарика потенциально, то имеет место закон сохранения механической энергии и, поэтому, механическая энергия электрона у шарика и на бесконечности одинаковы. Рассмотрим самые высоко энергетичные электроны. Пусть потенциал шарика таков, что останавливает фотоэлектрон на бесконечности. Тогда имеем (e – модуль заряда электрона)

$$\frac{mv_{\max}^2}{2} - e\varphi_{\max} = 0 + 0,$$

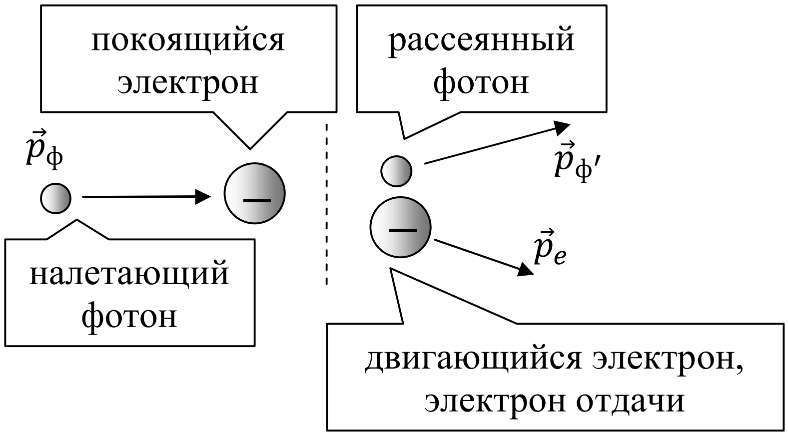
так как на бесконечности не только кинетическая энергия электронов равна нулю, но и потенциальная энергия в электрическом поле шарика. Тогда

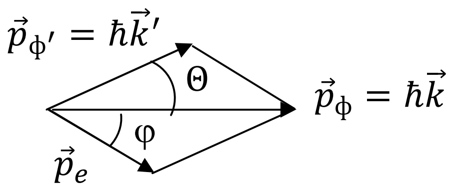
$$\varphi_{\max} = \frac{mv_{\max}^2}{2e} = \frac{h\nu - A_{\text{вых}}}{e} = \frac{h\frac{c}{\lambda} - A_{\text{вых}}}{e} = \frac{hc}{\lambda e} - \frac{A_{\text{вых}}}{e},$$

$$\varphi_{\max} = \frac{6{,}63 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^{8}}{165 \cdot 10^{-9} \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19}} - 4{,}5 = \frac{6{,}63 \cdot 3}{1{,}65 \cdot 1{,}6} - 4{,}5 \approx 7{,}5 - 4{,}5 = 3{,}0 \text{ В}.$$

ЭФФЕКТ КОМПТОНА. СВЕТОВОЕ ДАВЛЕНИЕ

Эффект Комптона – рассеяние фотонов на почти свободных электронах или процесс упругого столкновения фотонов и электронов.





Закон сохранения импульса

$\vec{p}_ф = \vec{p}_{ф'} + \vec{p}_e$.

Закон сохранения энергии

$$\varepsilon_ф + \varepsilon_{0e} = \varepsilon_{ф'} + \varepsilon_e.$$

$\vec{p}_ф = \hbar\vec{k}$ – импульс налетающего фотона, $k = 2\pi/\lambda$, $p_ф = h/\lambda$,
$\varepsilon_ф = \hbar\omega = h\nu$ – энергия налетающего фотона, $\omega = 2\pi\nu = 2\pi c/\lambda$,
$\vec{p}_{ф'} = \hbar\vec{k}'$ – импульс рассеянного фотона, $k' = 2\pi/\lambda'$, $p_{ф'} = h/\lambda'$,
$\varepsilon_{ф'} = \hbar\omega' = h\nu'$ – энергия рассеянного фотона, $\omega' = 2\pi\nu' = 2\pi c/\lambda'$,
$\vec{p}_e$ – импульс движущегося электрона,
$\varepsilon_{0e} = m_0c^2$ –энергия покоящегося электрона,
$\varepsilon_e = mc^2$ – энергия движущегося электрона.

Связь длины волны падающего и рассеянного фотона

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \Lambda(1 - \cos\Theta),$$

или

$$\frac{hc}{\varepsilon_{ф'}} - \frac{hc}{\varepsilon_ф} = \Lambda(1 - \cos\Theta),$$

где $\Lambda = h/m_0c$ – **комптоновская длина волны**, Θ –угол между налетающим и рассеянным фотонами, угол рассеяния фотона. Рассеянный фотон всегда имеет меньшую или равную энергию по сравнению с падающим фотоном.

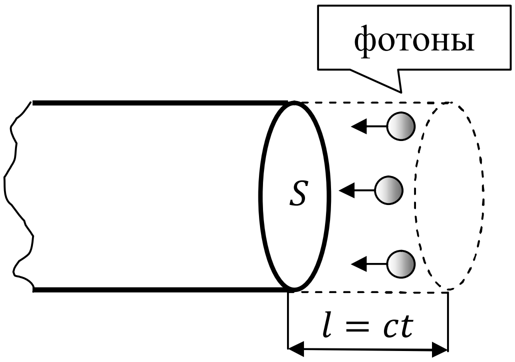
Если $\cos\Theta = -1, \Theta = 180^\circ$, то $\lambda'_{max} = \lambda + 2\Lambda$, т. е. энергия рассеянного фотона минимальна, а электрона – максимальна.

Если $\cos\Theta = 1, \Theta = 0^\circ$, то $\lambda'_{\min} = \lambda$, т. е. энергия рассеянного фотона максимальна, а движущегося электрона – минимальна. (Не происходит рассеяния фотона и движения электрона).

Давление света p при полном или частичном зеркальном отражении (поглощении) при нормальном падении

$$p = \frac{I}{c}(1 + \rho) = \frac{E}{c}(1 + \rho),$$

где I – интенсивность падающего нормально к поверхности излучения, E – освещенность, c – скорость света в вакууме, ρ – коэффициент зеркального отражения ($0 \le \rho \le 1$), $\rho = 0$ – полное поглощение (черная поверхность), $\rho = 1$ – полное отражение (зеркальная поверхность).



Импульс фотона

$$\vec{p}_ф = \hbar\vec{k},$$
$$p_ф = h/\lambda.$$

$$V = Sl = ctS$$

Пусть W – количество энергии падающей за время t на участок поверхности площадью S. Тогда интенсивность I (освещенность E) и давление света

$$I = E = \frac{W}{St} = \frac{N_ф \varepsilon_ф}{St} = \frac{N_ф h\nu}{St}, \qquad p = \frac{N_ф h\nu}{Stc}(1 + \rho).$$

Введем $N' = N_ф/t$ –количество фотонов, падающих за единицу времени на участок поверхности площадью S. Тогда

$$I = E = \frac{N' h\nu}{S}, \qquad p = \frac{N' h\nu}{Sc}(1 + \rho).$$

Введем $N'' = N_ф/S$ –количество фотонов, падающих за время t на участок поверхности единичной площади. Тогда

$$I = E = \frac{N'' h\nu}{t}, \qquad p = \frac{N'' h\nu}{tc}(1 + \rho).$$

Введем $N^* = N_ф/St$ – количество фотонов, падающих за единицу времени на участок поверхности единичной площади. Тогда

$$I = E = N^* h\nu, \qquad p = \frac{N^* h\nu}{c}(1 + \rho).$$

Введем объемную плотность световой энергии w

$$w = \frac{W}{V} = \frac{N_ф \varepsilon_ф}{V} = n_ф \varepsilon_ф,$$

где $n_ф = N_ф/V$ – концентрация фотонов в световом потоке, $V = ctS$. Тогда

$$I = E = \frac{N_ф \varepsilon_ф c}{Stc} = \frac{N_ф}{V} c\varepsilon_ф = cn_ф\varepsilon_ф = cn_ф h\nu, \qquad p = w(1+\rho) = n_ф\varepsilon_ф(1+\rho).$$

Тесты с решениями

1. Величина изменения длины волны излучения при комптоновском рассеянии зависит от …

от угла рассеяния излучения,

от свойств рассеивающего вещества,

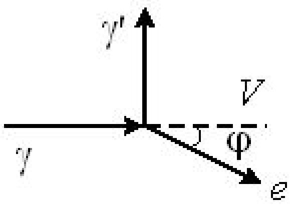
от энергии падающего фотона.

Решение

Так как

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \Lambda(1 - \cos\Theta),$$

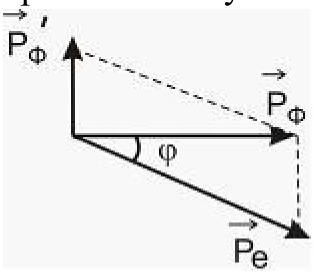
где $\Lambda = h/m_0c$ – комптоновская длина волны, Θ – угол рассеяния, то правильный ответ первый.



2. При наблюдении эффекта Комптона угол рассеяния фотона на покоящемся свободном электроне равен 90°, направление движения электрона отдачи составляет 30° с направлением падающего фотона (см. рис.). Если импульс рассеянного фотона $2\sqrt{3}$ МэВ·с/м, то импульс падающего фотона (в тех же единицах) равен …**6** МэВ · с/м.

Решение

При рассеянии фотона на свободном электроне выполняются законы сохранения импульса и энергии. По закону сохранения импульса



$$\vec{p}_ф = \vec{p}_{ф'} + \vec{p}_e,$$

где $\vec{p}_ф$ – импульс падающего фотона, $\vec{p}_{ф'}$ – импульс рассеянного фотона, $\vec{p}_e$ – импульс электрона отдачи. Из векторной диаграммы импульсов следует, что

$$p_ф = \frac{p_{ф'}}{\operatorname{tg}\varphi} = \frac{p_{ф'}}{\operatorname{tg}30^\circ} = 2\sqrt{3}\cdot\sqrt{3} = 6\,\frac{\text{МэВ}\cdot\text{с}}{\text{м}}.$$

3. Монохроматическое рентгеновское излучение с длиной волны $\lambda = \Lambda/2$, где $\Lambda = h/m_0c = 2{,}43\cdot10^{-12}$ м – комптоновская длина волны для электрона, падает на рассеивающее вещество. При этом отношение длин волн λ_1'/λ_2' излучения, рассеянного под углами Θ_1=120° и Θ_2= 60° соответственно, равно …**2**.

Решение

Изменение длины волны рентгеновского излучения при комптоновском рассеянии определяется по формуле

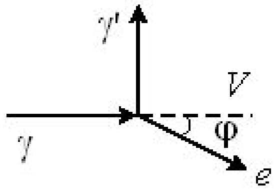
$$\lambda' - \lambda = \Lambda(1 - \cos\Theta),$$

где $\Lambda = h/m_0c$ – комптоновская длина волны, Θ – угол рассеяния. Тогда

$\lambda_1' - \lambda = \Lambda(1 - \cos\Theta_1) = \Lambda(1 - \cos 120°) = 3\Lambda/2$. Тогда $\lambda_1' = 3\Lambda/2 + \lambda$.
$\lambda_2' - \lambda = \Lambda(1 - \cos\Theta_2) = \Lambda(1 - \cos 60°) = \Lambda/2$. Тогда $\lambda_2' = \Lambda/2 + \lambda$.

Следовательно, искомое отношение

$$\frac{\lambda_1'}{\lambda_2'} = \frac{3\Lambda/2 + \Lambda/2}{\Lambda/2 + \Lambda/2} = \frac{2\Lambda}{\Lambda} = 2.$$



4. При наблюдении эффекта Комптона угол рассеяния фотона на покоящемся свободном электроне равен 90°, направление движения электрона отдачи составляет 30° с направлением падающего фотона. При этом фотон теряет… **42** % своей первоначальной энергии. (Ответ округлите до целого числа.)

Решение

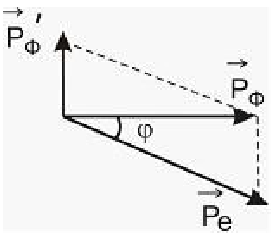
Доля теряемой фотоном энергии при рассеянии на покоящемся свободном электроне равна

$$\frac{\varepsilon - \varepsilon'}{\varepsilon} = 1 - \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} = 1 - \frac{\lambda}{\lambda'},$$

где ε, ε' – энергия падающего и рассеянного фотона соответственно. В выражении здесь учтено, что энергия фотона равна

$$\varepsilon = \frac{hc}{\lambda},$$

где λ – длина волны фотона. Согласно закону сохранения импульса



$$\vec{p}_ф = \vec{p}_{ф'} + \vec{p}_e,$$

где $\vec{p}_ф$ – импульс падающего фотона, $\vec{p}_{ф'}$ – импульс рассеянного фотона, $\vec{p}_e$ – импульс электрона отдачи. Из векторной диаграммы импульсов следует, что

$$\frac{p_{ф'}}{p_ф} = \operatorname{tg}\varphi.$$

Импульс фотона определяется соотношением

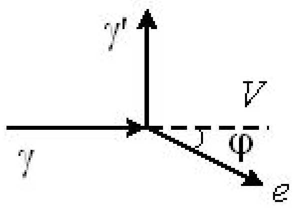
$$p_ф = \frac{h}{\lambda},\; p_{ф'} = \frac{h}{\lambda'}.$$

Тогда

$$\frac{p_{ф'}}{p_ф} = \frac{\lambda}{\lambda'} = \operatorname{tg}\varphi,$$

и искомое отношение равно

$$\frac{\varepsilon - \varepsilon'}{\varepsilon} = 1 - \frac{\lambda}{\lambda'} = 1 - \operatorname{tg}\varphi = 1 - \frac{\sqrt{3}}{3} = 1 - 0{,}577 = 0{,}423 = 42\,\%.$$

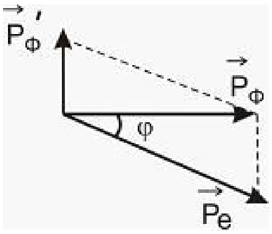


5. При наблюдении эффекта Комптона угол рассеяния фотона на покоившемся свободном электроне равен 90°, направление движения электрона отдачи составляет 30° с направлением падающего фотона. Если импульс рассеянного фотона 2 МэВ·с/м, то импульс электрона отдачи (в тех же единицах) равен …**4**.

Решение

При рассеянии фотона на свободном электроне выполняются законы сохранения импульса и энергии. По закону сохранения импульса

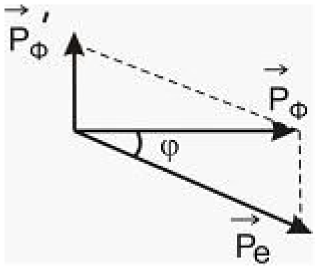
$$\vec{p}_{ф} = \vec{p}_{ф'} + \vec{p}_{e},$$



где $\vec{p}_{ф}$ – импульс падающего фотона, $\vec{p}_{ф'}$ – импульс рассеянного фотона, $\vec{p}_{e}$ – импульс электрона отдачи. Из векторной диаграммы импульсов следует, что

$$p_e = \frac{p_{ф'}}{\sin\varphi} = \frac{2}{\sin 30^\circ} = 4\,\frac{\text{МэВ}\cdot\text{с}}{\text{м}}.$$

6. Фотон с энергией 100 кэВ в результате комптоновского рассеяния на электроне отклонился на угол 90°. Энергия рассеянного фотона равна ….**84** . Ответ выразите в кэВ и округлите до целого числа. Учтите, что энергия покоя электрона 511 кэВ.



Решение

Изменение длины волны рентгеновского излучения при комптоновском рассеянии определяется по формуле

$$\lambda' - \lambda = \Lambda(1 - \cos\Theta),$$

где $\Lambda = h/m_0c$ – комптоновская длина волны, Θ – угол рассеяния. Энергия фотона

$$\varepsilon = \frac{hc}{\lambda}.$$

Тогда формулу для изменения длины волны можно записать следующим образом:

$$\frac{hc}{\varepsilon_{ф'}} - \frac{hc}{\varepsilon_{ф}} = \frac{h}{m_0 c}(1 - \cos\Theta).$$

Так как $\cos\Theta = \cos 90 = 0$, то

$$\frac{1}{\varepsilon_{ф'}} - \frac{1}{\varepsilon_{ф}} = \frac{1}{m_0 c^2} = \frac{1}{\varepsilon_{0e}},$$

где $\varepsilon_0 = m_0 c^2$ – энергия покоя электрона. Тогда

$$\varepsilon_{\phi'} = \frac{\varepsilon_\phi \varepsilon_{0e}}{\varepsilon_\phi + \varepsilon_{0e}} = \frac{100 \cdot 511}{100 + 511} = 83{,}6 \text{ кэВ} \cong 84 \text{ кэВ}.$$

7. При рассеянии фотона на свободном электроне кинетическая энергия отдачи электрона будет максимальной, если угол рассеяния в градусах равен …**180°**.

Решение

Часть энергии падающего фотона передается рассеянному, а часть электрону отдачи. Максимальной энергии электрона соответствует минимальная энергия рассеянного фотона, а значит и максимальная длина его волны, так как

$$\varepsilon = \frac{hc}{\lambda}.$$

По формуле эффекта Комптона имеем

$$\lambda' - \lambda = \Lambda(1 - \cos\Theta),$$

где $\Lambda = h/m_0c$ – комптоновская длина волны для электрона. Тогда длина волны рассеянного фотона λ' будет максимальной, если

$$1 - \cos\Theta = 2, \ \cos\Theta = -1 \ \text{ и } \ \Theta = 180^\circ.$$

8. Фотон с длиной волны 4,86 пм рассеялся на первоначально покоившемся свободном электроне. Комптоновская длина волны для электрона равна $2{,}43 \cdot 10^{-12}$ м. Отношение максимально возможной длины волны рассеянного фотона к его первоначальной длине равно …

Решение

Увеличение длины волны рассеянного фотона (комптон-эффект) равно

$$\lambda' - \lambda = \Lambda(1 - \cos\Theta),$$

где $\Lambda = h/m_0c = 2{,}43 \cdot 10^{-12}\text{м} = 2{,}43 \text{ пм}$ – комптоновская длина волны для электрона. Длина волны рассеянного фотона λ' будет максимальной, если угол рассеяния $\Theta = 180^\circ$, а $\cos\Theta = -1$ и $1 - \cos\Theta = 2$. Тогда

$$\lambda'_{\max} - \lambda = 2\Lambda.$$

Следовательно,

$$\frac{\lambda'_{\max}}{\lambda} = \frac{\lambda + 2\Lambda}{\lambda} = \frac{4{,}86 + 2 \cdot 2{,}43}{4{,}86} = 2.$$

9. Давление света зависит от …

энергии фотона,
скорости света в среде,
степени поляризованности света,
показателя преломления вещества, на которое падает свет.

Решение

Давление, производимое светом при нормальном падении, определяется по формуле

$$p = \frac{E}{c}(1+\rho) = \frac{cn_\phi \varepsilon_\phi}{c}(1+\rho) = n_\phi \varepsilon_\phi (1+\rho),$$

где E – энергетическая освещенность поверхности, равная энергии, падающей на единицу площади поверхности в единицу времени, c – скорость света, ρ – коэффициент отражения, n_ϕ – концентрация фотонов в пучке, $\varepsilon_\phi = h\nu$ – энергия фотона.

Примечание. Пренебрегаем зависимостью коэффициента отражения от коэффициента преломления среды. На сайте www.i-exam.ru правильный ответ – энергия фотона.

10. Параллельный пучок N фотонов с частотой ν падает ежесекундно на абсолютно черную поверхность площадью S и производит на нее давление, равное…

$\boldsymbol{\frac{h\nu N}{Sc}}$, $\frac{2h\nu N}{Sc}$, $\frac{2h\nu N}{c}$, $\frac{h\nu NS}{c}$

Решение

Давление, производимое светом при нормальном падении, определяется по формуле

$$p = \frac{E}{c}(1+\rho), \qquad E = \frac{N' h\nu}{S},$$

где E – энергетическая освещенность поверхности, равная энергии, падающей на единицу площади поверхности в единицу времени, c – скорость света, ρ – коэффициент отражения ($\rho = 0$ для абсолютно черной поверхности), N' – количество фотонов, падающих за единицу времени (ежесекундно) на участок поверхности площадью S. По условию задачи эта величина обозначена как N. Тогда

$$p = \frac{N' h\nu}{Sc} = \frac{Nh\nu}{Sc}.$$

11. На черную пластинку падает поток света. Если число фотонов, падающих на единицу площади поверхности в единицу времени, увеличить в 4 раза, а черную пластинку заменить зеркальной, то световое давление увеличится в... **8** раз.

Решение

Давление, производимое светом при нормальном падении, определяется по формуле

$$p = \frac{E}{c}(1+\rho) = \frac{N^* h\nu}{c}(1+\rho),$$

где N^* – число фотонов, падающих за единицу времени на единицу площади поверхности, h – постоянная Планка, ν – частота света, c – скорость света, ρ – коэффициент отражения (для зеркальной поверхности $\rho = 1$, для абсолютно черной поверхности $\rho = 0$). При увеличении N^* в 4 раза и замене $\rho = 0$ на $\rho = 1$ световое давление увеличится в 8 раз.

12. Если увеличить в 2 раза объемную плотность световой энергии, то давление света…….

увеличится в 2 раза,

увеличится в 4 раза,

останется неизменным.

Решение

Давление, производимое светом при нормальном падении, определяется по формуле

$$p = \frac{E}{c}(1 + \rho) = w(1 + \rho),$$

где E – энергетическая освещенность поверхности, равная энергии, падающей на единицу площади поверхности в единицу времени, c – скорость света, ρ – коэффициент отражения, w –объемная плотность световой энергии. Таким образом, если увеличить в 2 раза w, то p также увеличится в 2 раза.

13. На зеркальную пластинку падает поток света. Если число фотонов, падающих на единицу поверхности в единицу времени, увеличить в 2 раза, а зеркальную пластинку заменить черной, то световое давление ...

останется неизменным,

увеличится в 2 раза,

уменьшится в 2 раза,

уменьшится в 4 раза.

Решение

Давление, производимое светом при нормальном падении, определяется по формуле

$$p = \frac{E}{c}(1 + \rho) = \frac{N^* h\nu}{c}(1 + \rho),$$

где E – энергетическая освещенность поверхности, равная энергии, падающей на единицу площади поверхности в единицу времени, c – скорость света, ρ – коэффициент отражения, ν – частота падающего света, N^* – число фотонов, падающих на единицу поверхности в единицу времени. Следовательно,

$$p_1 = \frac{N^* h\nu}{c}(\mathbf{1} + 1) = \frac{2N^* h\nu}{c},$$
$$p_2 = \frac{2N^* h\nu}{c}(1 + 0) = \frac{2N^* h\nu}{c},$$

то световое давление останется неизменным. В выводе учтено, что для зеркальной пластинки $\rho = 1$, а для черной – $\rho = 0$.

14. Один и тот же световой поток падает нормально на абсолютно белую и абсолютно черную поверхность. Отношение давления света на первую и вторую поверхности равно …

1/2, 1/4, 4, **2.**

Решение

Зеркальная поверхность (**вместо белой**) все отражает ($\rho = 1$), т. е.

$$p_1 = \frac{I}{c}(1+\rho) = 2\frac{I}{c}.$$

Абсолютно черная поверхность все поглощает ($\rho = 0$), т. е.

$$p_2 = \frac{I}{c}(1+\rho) = \frac{I}{c}.$$

Тогда

$$\frac{p_1}{p_2} = 2.$$

Примечание. Ответ 2 приведен на сайте www.i-exam.ru. Этот ответ получается при замене белой поверхности на зеркальную. У белой поверхности отражение диффузное и для нее $\rho = 1/2$. Тогда отношение $p_1/p_2 = 3/2$. Такого варианта ответа нет.

15. На непрозрачную поверхность направляют поочередно поток одинаковой интенсивности фиолетовых, зеленых, красных лучей. Давление света на эту поверхность будет наибольшим для лучей …

зеленого цвета,
красного цвета,
фиолетового цвета,
давление одинаково для всех лучей и зависит только от свойств поверхности.

Решение

Давление света при нормальном падении определяется по формуле

$$p = \frac{I}{c}(1+\rho),$$

где I – интенсивность света, т. е. энергия, переносимая через единичную площадку за единицу времени, c – скорость света, ρ – коэффициент отражения. Если **не рассматривать** зависимость коэффициента отражения от коэффициента преломления среды, а коэффициента преломления среды от длины падающей на поверхность световой волны (в общем случае это относится к физике твердого тела), то правильный ответ последний.

Примечание. На сайте www.i-exam.ru правильный ответ – **фиолетовый цвет**.

16. Лазер на рубине излучает в импульсе длительностью 0,5 мс энергию 1 Дж в виде почти параллельного пучка с площадью сечения 0,8 см^2. Если коэффициент отражения поверхности 0,8, давление света на площадку, расположенную перпендикулярно пучку, равно …..**150 мПа**.

Решение

Давление, производимое светом при нормальном падении, определяется по формуле

$$p = \frac{E}{c}(1+\rho),$$

где E – энергетическая освещенность поверхности, равная энергии, падающей на единицу площади поверхности в единицу времени, c – скорость света, ρ – коэффициент отражения. Энергетическая освещенность поверхности равна

$$E = \frac{W}{\tau S},$$

где W – энергия излучения в импульсе, τ – длительность импульса, S – площадь сечения пучка. Тогда

$$p = \frac{E}{c\tau S}(1+\rho) = \frac{1\cdot(1+0{,}8)}{3\cdot 10^{8}\cdot 0{,}5\cdot 10^{-3}\cdot 0{,}8\cdot 10^{-4}} = 0{,}15\text{Па} = 150\text{мПа}.$$

17. На зеркальную поверхность площадью 5 см^2 по нормали к ней ежесекундно падает $5\cdot 10^{17}$ фотонов. Если при этом световое давление равно 2 мкПа, то длина волны (в нм) падающего света равна …**663**.

Решение

Давление, производимое светом при нормальном падении, определяется по формуле

$$p = \frac{E}{c}(1+\rho),$$

где E – энергетическая освещенность поверхности, равная энергии, падающей на единицу площади поверхности в единицу времени, c – скорость света, ρ – коэффициент отражения. Энергетическая освещенность поверхности

$$E = \frac{hc}{\lambda}\frac{N_ф}{St} = \frac{hc}{\lambda}\frac{N'}{S},$$

где $N' = N_ф/t$ – число фотонов, падающих на поверхность площадью S в единицу времени. Тогда

$$p = \frac{hN'}{\lambda S}(1+\rho).$$

Отсюда

$$\lambda = \frac{(1+\rho)hN'}{pS} = \frac{2\cdot 6{,}63\cdot 10^{-34}\cdot 5\cdot 10^{17}}{2\cdot 10^{-6}\cdot 5\cdot 10^{-4}} = 6{,}63\cdot 10^{-7}\text{м} = 663\text{ нм}.$$

Здесь учтено, что для зеркальной поверхности $\rho = 1$.

18. Давление p света на поверхность, имеющую коэффициент отражения $\rho = 0{,}5$, при энергетической освещенности $E = 200$ Вт/м^2 составляет …**1 мкПа**.

Решение

Давление света определяется по формуле

$$p = \frac{E}{c}(1+\rho),$$

где E – энергетическая освещенность поверхности, т. е. энергия, падающая на единицу площади поверхности в единицу времени, c – скорость света, ρ – коэффициент отражения. Давление света

$$p = \frac{200 \cdot 1{,}5}{3 \cdot 10^8} = 10^{-6}\text{Па} = 1\text{мкПа}.$$

19. Давление p света на поверхность, имеющую коэффициент отражения $\rho = 0{,}25$, составило 0,25 мкПа. Энергетическая освещенность этой поверхности (в Вт/м^2) равна …**60**.

Решение

Применяем формулу для давления света

$$p = \frac{E}{c}(1+\rho),$$

где E – энергетическая освещенность поверхности, т. е. энергия, падающая на единицу площади поверхности за единицу времени, c – скорость света, ρ – коэффициент отражения. Отсюда энергетическая освещенность поверхности

$$E = \frac{pc}{1+\rho} = \frac{0{,}25 \cdot 10^{-6} \cdot 3 \cdot 10^8}{1{,}25} = 60\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$$

20. Параллельный пучок света с длиной волны 600 нм падает на зачерненную поверхность по нормали к ней. Если концентрация фотонов в пучке составляет $3{,}0 \cdot 10^{13}$м$^{-3}$, то давление света на поверхность равно…**10**. (Ответ выразите в мкПа и округлите до целого числа).

Решение

Давление света определяется по формуле

$$p = \frac{E}{c}(1+\rho) = \frac{cn_\text{ф}h\nu}{c}(1+\rho) = \frac{n_\text{ф}hc}{\lambda}(1+\rho),$$

где E – энергетическая освещенность поверхности, т. е. энергия, падающая на единицу площади поверхности за единицу времени, c – скорость света, $n_\text{ф}$ – концентрация фотонов в пучке, ρ – коэффициент отражения. Для зачерненной поверхности $\rho = 0$. Тогда давление света на поверхность

$$p = \frac{3{,}0 \cdot 10^{13} \cdot 6{,}63 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{600 \cdot 10^{-9}} \cong 10\ \text{мкПа}.$$

13. Солнечный свет падает на зеркальную поверхность по нормали к ней. Если интенсивность солнечного излучения равна 1,37 кВт/м^2, то давление света на поверхность равно …**9**. (Ответ выразите в мкПа и округлите до целого числа).

Решение

Давление света определяется по формуле

$$p = \frac{E}{c}(1+\rho),$$

где E – энергетическая освещенность поверхности, т. е. энергия, падающая на единицу площади поверхности за единицу времени, c – скорость света, ρ – коэффициент отражения. Для зеркальной поверхности $\rho = 1$. Тогда давление света

$$p = \frac{E(1+\rho)}{c} = \frac{1{,}37 \cdot 10^3 \cdot 2}{3 \cdot 10^8} = 9{,}1 \cdot 10^{-6} \cong 9 \text{мкПа}.$$

21. Два источника излучают свет с длиной волны 375 нм и 750 нм. Отношение импульсов фотонов, излучаемых первым и вторым источником равно...

1/4, 1/2, **2**, 4.

Решение

Величина импульса фотона

$p_ф = h/\lambda$.

Тогда

$$\frac{p_{ф1}}{p_{ф2}} = \frac{h}{\lambda_1} \cdot \frac{\lambda_2}{h} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \frac{750}{375} = 2.$$

22. Лазер излучает импульсы с длительностью $\tau = 0{,}16$ мкс с энергией W =10 Дж. Излучение фокусируется на круглую мишень диаметром d = 0,1 мм, расположенную перпендикулярно пучку и имеющую коэффициент отражения ρ = 0,5. Определить величину светового давления на мишень в импульсе

$\mathbf{4 \cdot 10^7}$ **Па**, $4 \cdot 10^5$ Па, $2 \cdot 10^7$Па, $4 \cdot 10^6$Па, $2{,}5 \cdot 10^7$Па, $3 \cdot 10^6$Па.

Решение

Давление света определяется по формуле

$$p = \frac{E}{c}(1+\rho) = \frac{W}{S\tau c}(1+\rho) = \frac{4 \cdot W}{\pi d^2 \tau c}(1+\rho),$$

где $E = W/S\tau$ – энергетическая освещенность поверхности, т. е. энергия, падающая на единицу площади поверхности за единицу времени, c – скорость света, ρ – коэффициент отражения. Таким образом,

$$p = \frac{4 \cdot W}{\pi d^2 \tau c}(1+\rho) = \frac{4 \cdot 10 \cdot (1+0{,}5)}{3{,}14 \cdot (0{,}1 \cdot 10^{-3})^2 \cdot 0{,}16 \cdot 10^{-6} \cdot 3 \cdot 10^8} \approx 4 \cdot 10^7 \text{ Па}.$$