

Документ подписан простой электронной подписью

Информация о владельце:

ФИО: Романчук Иван Сергеевич

Должность: Ректор

Дата подписания: 07.10.2022 10:59:40

Уникальный идентификатор:

6319edc2b582ffdacea443f01d5779368d0957ac34f5cd074d81181530452479

РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ

ФГБОУ ВПО ТЮМЕНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

КАФЕДРА МИКРО- И НАНОТЕХНОЛОГИЙ

ИКОННИКОВ А.А., ЧУГАЙНОВА М.В.

ФИЗИКА.

ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

Учебно-методический комплекс.

Физический практикум для студентов физических направлений
очной и заочной форм обучения

Тюмень

Издательство

Тюменского государственного университета

2015

УДК: 535.2/.3

ББК: В343

АЗ: И422

А.А. Иконников, М.В. Чугайнова. Физика. Волновая оптика.
Учебно-методический комплекс. Практикум для студентов физических направлений. Тюмень. Издательство Тюменского государственного университета, 2014. 71с.

Учебно-методический комплекс содержит описание лабораторных работ по волновой оптике для студентов физиков. Он соответствует действующей программе курса оптики и включает четыре лабораторных работы общего физического практикума по оптике.

В практикуме кратко излагаются теоретические основы изучаемых свойств и явлений, даются описания лабораторных установок, методик выполнения лабораторных работ и способов обработки полученных измерений. В конце каждой работы предлагаются контрольные вопросы, акцентирующие внимание студентов на самые важные части теории и проведенного эксперимента.

Рекомендовано к печати кафедрой Микро- и нанотехнологий Физико-технического института. Одобрено Учебно-методической секцией Ученого совета Тюменского государственного университета.

ОТВЕТСТВЕННЫЙ РЕДАКТОР: **А. А. Кислицын**, д.ф.-м.н., профессор,
зав.каф. Микро- и нанотехнологий ТюмГУ

РЕЦЕНЗЕНТЫ: **П. Ю. Третьяков**, к.ф.-м.н., доцент, зав.каф.
физики ТюмГАСУ

С. А. Креков, к.ф.-м.н., доцент кафедры
Микро- и нанотехнологий ТюмГУ

© ФГБОУ ВПО Тюменский государственный университет, 2015

© А. А. Иконников, М.В. Чугайнова 2015

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА.....	6
ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЛУЧЕЙ	21
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №3	28
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №4	36
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №6	43
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №5	55

ВВЕДЕНИЕ

Электромагнитная теория света возникла в процессе длительной эволюции взглядов на его природу. Ей предшествовала волновая теория, в которой свет рассматривался как упругое возмущение гипотетической среды – эфира. Создание волновой теории света связано с именами Френеля, Юнга, Гаудсмита и других выдающихся физиков прошлого столетия. К середине XIX века эта теория была доведена до совершенства, однако, у неё появились трудности принципиального характера, связанные с тем, что для объяснения наблюдаемых оптических явлений эфир приходилось наделять противоречивыми свойствами, не совместимыми с законами механики,

В середине XIX столетия на основе экспериментальных открытий Фарадея и других ученых в области электрических и магнитных явлений Максвелл получил систему уравнений электродинамики, наиболее важным следствием которых явилась возможность существования электромагнитных волн, распространяющихся в вакууме со скоростью света. Это совпадение позволило Максвеллу высказать предположение о том, что и свет представляет собой электромагнитные волны. Световой диапазон электромагнитных волн соответствует интервалу 380 – 780 нм.

Электромагнитная теория света по своей сути оставалась волновой теорией. Распространение электромагнитных волн в веществе рассматривалось в ней без учета атомистического строения среды. Макроскопическая электродинамика Максвелла позволила объяснить многие явления, связанные с распространением света в среде, однако, она не смогла описать процессы испускания и поглощения света как раскаленными телами, так и атомарными газами.

Углубление электромагнитной теории света стало возможно благодаря работам Г.А.Лоренца, в которых рассматривалось взаимодей-

ствие дискретных электрических зарядов с электромагнитным полем (электронная теория Лоренца). Электронная теория позволила рассмотреть физическую сущность процессов распространения электромагнитного поля в веществе.

Несмотря на то, что классическая электронная теория качественно объясняла обширный круг электромагнитных и оптических явлений с помощью простых наглядных моделей, она не смогла объяснить спектральное распределение энергии в излучении черного тела, люминесценцию, фотоэффект, природу рентгеновского излучения, радиоактивность, эффект Зеемана (расщепление спектральных линий при помещении вещества в магнитное поле), эффект Штарка (расщепление спектральных линий в электрическом поле) и другие физические явления, открытые в конце XIX начале XX веков. В 1900г. М.Планк высказал гипотезу о том, что свет излучается и поглощается отдельными порциями – квантами, энергия которых зависит от частоты: $E = h\nu = \hbar\omega$. Планк объяснил закономерность распределения энергии в спектре излучения черного тела. В 1905 г. А.Эйнштейн, используя идею Планка, создал квантовую теорию фотоэффекта. Развитие квантовой теории позволило объяснить природу атомных спектров, рентгеновского излучения, эффекты Зеемана и Штарка, что явилось блестящим ее подтверждением.

Квантовая теория света не отрицает волновой электромагнитной теории – она дополняет и развивает ее. Волновая теория не утратила своего значения и в настоящее время. Многие оптические явления такие как интерференция и дифракция могут быть описаны в рамках этой теории.

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА

Для электромагнитных полей, также, как и для электростатических и магнитостатических полей справедлив принцип суперпозиции (наложения), согласно которому результирующие векторы напряженности электрического и магнитного полей при наложении электромагнитных волн равны геометрической сумме соответствующих векторов напряженностей, создаваемых в данной точке каждой волной в отдельности. Принцип позволяет объяснить некоторые экспериментально наблюдаемые явления, одним из которых является интерференция.

Обычно под интерференцией подразумевается явление наложения когерентных волн от двух и более источников, приводящее к усилению или ослаблению колебательных процессов в перекрывающихся областях волновых полей, т.е. к перераспределению энергии между различными точками суммарного волнового поля. Таким образом, интерференция является частным случаем суперпозиции волновых полей.

Как будет показано ниже, явление интерференции может наблюдаться только при определенных условиях. При соблюдении этих условий интерференция может наблюдаться в случае наложения любых однородных волновых полей вне зависимости от их природы.

Математическое описание результирующего колебания в любой точке волнового поля при наложении волн (в общем случае немонохроматических) может быть произведена следующим образом.

Согласно принципу суперпозиции напряженность результирующего поля $\vec{E}$ равна:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 \quad (1)$$

Для перехода к энергетическому описанию необходимо обратиться к понятиям интенсивности света I или освещенности, которые пропорциональны E^2 . В этом случае получим:

$$E^2 = (\vec{E}_1 + \vec{E}_2)^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2\vec{E}_1\vec{E}_2 \quad (2)$$

При учете инерционности регистрирующей аппаратуры необходимо перейти в выражении (2) к средним значениям величин:

$$\langle E^2 \rangle = \langle (\vec{E}_1 + \vec{E}_2)^2 \rangle = \langle E_1^2 \rangle + \langle E_2^2 \rangle + 2\langle \vec{E}_1\vec{E}_2 \rangle \quad (3)$$

При измерении средней суммарной энергии $\langle E^2 \rangle$ в разных точках налагающихся волновых полей мы встречаемся с двумя различными результатами опыта, в зависимости от того, что получается при усреднении произведения $\langle \vec{E}_1\vec{E}_2 \rangle$. Здесь возможны случаи:

1. $\langle \vec{E}_1\vec{E}_2 \rangle = 0$, $\langle E^2 \rangle = \langle E_1^2 \rangle + \langle E_2^2 \rangle$, $I = I_1 + I_2$
2. $\langle \vec{E}_1\vec{E}_2 \rangle \neq 0$, $\langle E^2 \rangle \neq \langle E_1^2 \rangle + \langle E_2^2 \rangle$, $I \neq I_1 + I_2$

В первом случае суммарная интенсивность I равна сумме интенсивностей, создаваемых каждым источником света в отдельности. Во втором случае суммарная интенсивность не равна сумме интенсивностей, имеет место перераспределение энергии в области налагающихся волновых полей, т.е. интерференция света.

Произведение $\langle \vec{E}_1\vec{E}_2 \rangle$ носит название интерференционного члена.

Таким образом, неравенство

$$\langle \vec{E}_1\vec{E}_2 \rangle \neq 0 \quad (4)$$

служит необходимым условием возникновения интерференции. Это выражение можно записать в виде

$$\langle E_1 E_2 \cos \beta \rangle \neq 0 \quad (4')$$

Из выражения (4) следует, что если пространственный угол β между векторами $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_2$ равен $\pi/2$, то интерференционный член равен нулю. Если угол $\beta = m\pi$ ($m = 0, 1, 2, \dots$), то абсолютное значение интер-

ференционного члена будет максимальным. Таким образом, в случае взаимноперпендикулярных колебаний векторов $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_2$ интерференция отсутствует; в том случае, когда вектора $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_2$ колеблются в одной плоскости условия для наблюдения интерференции будут наилучшими.

Монохроматическую электромагнитную волну на большом расстоянии от источника можно описать уравнениями, подобными уравнению плоской волны в механике:

$$\begin{aligned}\vec{E} &= \vec{E}_0 \cos(\omega t - kr + \varphi) = \vec{E}_0 \cos \alpha; \\ \vec{H} &= \vec{H}_0 \cos(\omega t - kr + \varphi) = \vec{H}_0 \cos \alpha.\end{aligned}\quad (5)$$

Плоскость, в которой происходят колебания вектора $\vec{E}$, называется плоскостью колебаний. Перпендикулярная ей плоскость, в которой совершает колебания вектор $\vec{H}$, называется плоскостью поляризации. (В современных учебниках – плоскостью поляризации часто называют плоскость колебаний вектора $\vec{E}$).

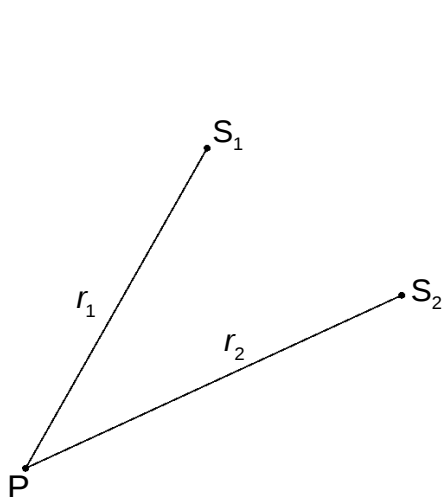


Рис. 1.

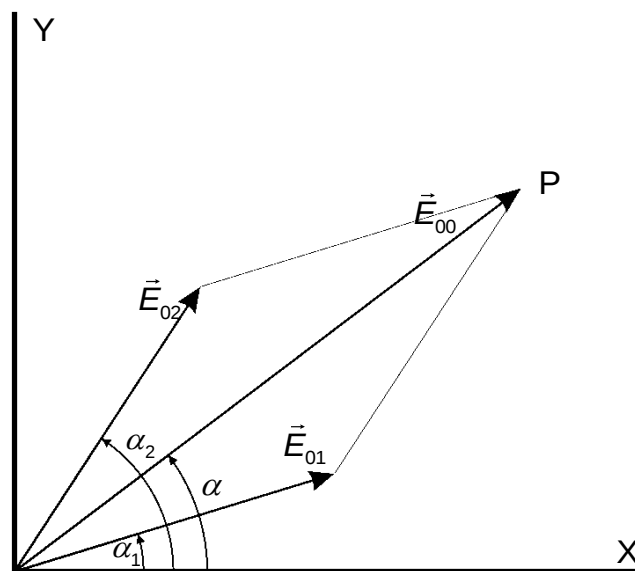


Рис. 2.

Рассмотрим результат наложения в точке Р электромагнитных волн (в общем случае не монохроматических), получаемых от двух не-

зависимых точечных источников S_1 и S_2 (рис 1) в случае, когда направления колебаний векторов $\vec{E}_1$ и $\vec{H}_1$ совпадает соответственно с направлением колебаний векторов $\vec{E}_2$ и $\vec{H}_2$.

Поскольку уравнения, описывающие колебания векторов $\vec{E}$ и $\vec{H}$, идентичны, будем рассматривать лишь вектор $\vec{E}$, имея в виду, что аналогичным уравнением описываются и изменения во времени вектора $\vec{H}$. Пользуясь графическим методом сложения колебаний, (рис.1) происходящих в одной плоскости (рис.2), получим:

$$E = E_1 + E_2 = E_{01} \cos \alpha_1 + E_{02} \cos \alpha_2 = E_{00} \cos \alpha \quad (6)$$

где

$$E_{00}^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos(\alpha_2 - \alpha_1) \quad (7)$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{E_{01} \sin \alpha_1 + E_{02} \sin \alpha_2}{E_{01} \cos \alpha_1 + E_{02} \cos \alpha_2} \quad (8)$$

Если волны распространяются в однородной изотропной среде, то при сложении колебаний в т.Р возможно:

1. $\omega_1 \neq \omega_2$ В этом случае разность фаз

$$(\alpha_2 - \alpha_1) = (\omega_2 - \omega_1)t - (k_2 r_2 - k_1 r_1) + (\varphi_2 - \varphi_1) \quad (9)$$

с течением времени будет меняться. Источники, для которых разность фаз в какой-либо точке общего волнового поля меняется, называются некогерентными. При наложении волн от двух некогерентных источников $E_{00} = f(t)$. Значения $E_{00}(t)$ как видно из выражения (7), могут меняться в пределах

$$|E_{02} - E_{01}| \leq |E_{00}| \leq |E_{02} + E_{01}| \quad (10)$$

Так как частоты ω_1 и ω_2 достаточно велики $((2,5 - 5,0) \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ для видимой области), то любой регистрирующий прибор не будет успевать реагировать на изменение величины $E_{00}^2(t)$ и, следовательно, будет ре-

гистрировать ее среднее значение за относительно большое время t' , обусловленное инерционностью приемно-регистрирующей аппаратуры:

$$\langle E^2 \rangle = \frac{1}{t'} \int_0^{t'} E^2 dt = \langle E_1^2 \rangle + \langle E_2^2 \rangle + 2E_1E_2 \frac{1}{t'} \int_0^{t'} \cos(\alpha_2 - \alpha_1) dt \quad (11)$$

Если за время усреднения t' разность фаз много раз менялась, то интеграл и, следовательно:

$$\langle E^2 \rangle = \langle E_1^2 \rangle + \langle E_2^2 \rangle \quad (12)$$

Таким образом, при наложении некогерентных волн среднее значение результирующей амплитуды в любой точке волнового поля есть величина постоянная, что эквивалентно утверждению: энергия результирующего колебания в случае сложения волн от двух некогерентных источников равно сумме энергий колебаний, обусловленных каждой некогерентной волной в отдельности. Таким образом, при наложении волн от некогерентных источников интерференция отсутствует.

2. $\omega_1 = \omega_2$. В этом случае разность фаз равна:

$$(\alpha_2 - \alpha_1) = -(k_2 r_2 - k_1 r_1) + (\varphi_2 - \varphi_1) \quad (13)$$

Учитывая, что, в общем случае, волны могут распространяться в разных средах и что при этом длина волны может измениться, выразим величины k_1 и k_2 через длину волны света в вакууме λ_0 :

$$\begin{aligned} k_1 &= \frac{2\pi}{\lambda_1} = \frac{2\pi n_1}{\lambda_0} = k_0 n_1 \\ k_2 &= \frac{2\pi}{\lambda_2} = \frac{2\pi n_2}{\lambda_0} = k_0 n_2 \end{aligned} \quad (14)$$

и перепишем выражение (13) с учетом (14) в следующем виде:

$$(\alpha_2 - \alpha_1) = -k_0 \Delta + (\varphi_2 - \varphi_1) \quad (15)$$

где $\Delta = n_2 r_2 - n_1 r_1$ – оптическая разность хода.

Произведение геометрического пути, пройденного волной, на коэффициент преломления среды, в которой волна распространяется,

называется оптическим путем. Разность оптических путей, проходимых волнами до точки наблюдения, называется оптической разностью хода. В этом случае, если обе волны распространяются в вакууме, их оптические пути равны геометрическим, а оптическая разность хода равна геометрической разности.

Как видно из выражений (13) и (15), в случае $\omega_1 = \omega_2$ разность фаз не зависит от времени и для данной точки волнового поля имеет определенную величину.

Источники, для которых разность фаз волн, приходящих в данную точку не зависит от времени, называются когерентными. Для когерентных источников возможны следующие случаи:

а) разность фаз $(\alpha_2 - \alpha_1) = 2m\pi$, $(m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots)$ (16)

Или оптическая разность хода:

$$\Delta = m\lambda_0 + \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2\pi} \lambda_0 \quad (16')$$

При этом как следует из выражения (7)

$$E_{00}^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} = (E_{01} + E_{02})^2 \quad (17)$$

При выполнении условий (16) и (16')

$$E_{00}^2 > (E_{01}^2 + E_{02}^2), \quad I > I_1 + I_2 \quad (18)$$

б) $(\alpha_2 - \alpha_1) = (2m + 1)\pi$ (19)

или

$$\Delta = (2m + 1)\frac{\lambda_0}{2} + \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2\pi} \lambda_0 \quad (19')$$

Очевидно что в этом случае

$$E_{00}^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 - 2E_{01}E_{02} = (E_{01} - E_{02})^2 \quad (20)$$

При выполнении условий (19) и (19')

$$E_{00}^2 < (E_{01}^2 + E_{02}^2), \quad I < I_1 + I_2 \quad (21)$$

Для выяснения влияния прерывности излучения рассмотрим вначале следующую модель источника. Пусть в некоторой области пространства находится совокупность N атомов. В каждом атоме имеется один оптический электрон. Колебания этих N оптических электронов (гармонических осцилляторов) обуславливают излучение системы. Положим вначале, что направления колебаний всех электронов одинаково (в дальнейшем это ограничение будет снято). Частоты и амплитуды колебаний также одинаковые для всех оптических электронов обозначим соответственно ω и $\vec{E}_{0i}$. Напряженность поля $\vec{E}_i$, создаваемая i -тым атомом в т. А на оси Z определится выражением:

$$\vec{E}_i(t) = \vec{E}_{0i} \cos(\omega t - kz + di) = \vec{E}_{0i} \cos(\omega t - \varphi_i) \quad (23)$$

Согласно принципу суперпозиции, напряженность результирующего поля $\vec{E}(t)$ в этой точке будет равна

$$\vec{E}(t) = \sum_{i=1}^N \vec{E}_i(t) \quad (24)$$

или, с учетом однонаправленности колебаний электронов

$$E(t) = \sum_{i=1}^N E_i(t) \quad (24')$$

Излучение электронов происходит спонтанно и никак не скоррелировано. Это значит, что через определенные промежутки времени Δt будет излучать одновременно разное число электронов, причем, начальные фазы α_i каждого электрона в общем случае различны. Исходя из этого, $E(t)$ можно представить в виде некой периодической функции, амплитуду $E_0(t)$ и фазу $\varphi(t)$ которой можно считать постоянной в течение короткого промежутка времени τ :

$$E(t) = E_0(t) \cos[\omega t - \varphi(t)] \quad (25)$$

Для большей наглядности рассмотрим теперь наиболее простую схему: пусть в моменты времени τ , 2τ , 3τ и т.д. одновременно меняются случайным образом фазы колебаний всех электронов. Тогда суммарное колебание изобразится графиком, представленным на рис.4.

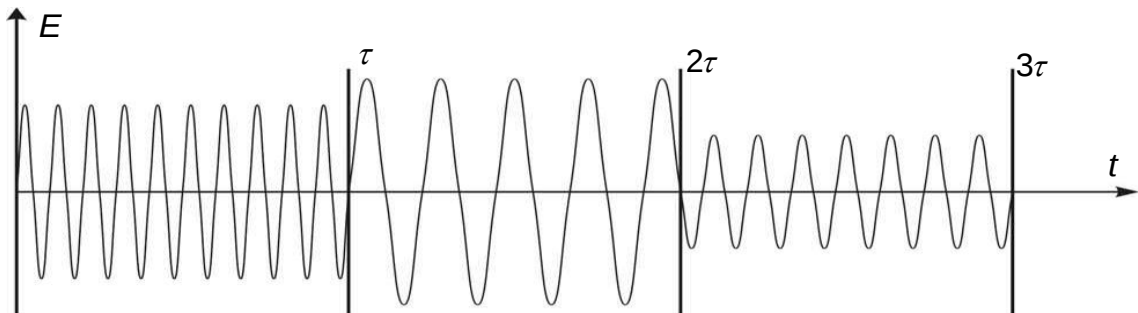


Рис. 4.

На моменты времени t и $t + \tau$ приходятся две совершенно независимые комбинации случайных фаз φ_i . Следовательно, функция $E_0(t)$ амплитуда квазимонохроматической волны постоянна лишь в течение интервала времени τ , которое играет роль времени модуляции амплитуды и фазы квазимонохроматической волны.

Несколько сложнее случаи неодновременного изменения фаз колебаний оптических электронов. Пусть, например, фазы волн, излучаемых оптическими электронами, меняются последовательно одна за другой в течение времени τ .

Среднее время изменения фазы $\varphi(t)$ результирующего колебания будет равно τ/N . Очевидно, что существенное изменение фазы и амплитуда суммарного колебания накопится за время Δt , соизмеримое со временем τ . Поскольку в нашем предположении

$$\Delta t = n \frac{\tau}{N}, \quad (26)$$

где n – число изменивших фазу электронов,

до тех пор, пока $\Delta t \ll \tau$ (т.е. $n \ll N$), изменение фазы и амплитуда суммарного колебания будет незначительным, т.к. это изменение коснулось лишь малой части атомов.

Следовательно, и здесь величина τ , имеющая смысл среднего времени модуляции, сохранит свое значение и, следовательно, принятая нами идеализация остается справедливой.

При энергетическом описании рассмотренной идеализированной схемы можно оценить среднее значение квадрата амплитуды суммарного колебания $\langle E_0^2(t) \rangle$. По теореме о сложении N колебаний одинаковых амплитуд получим:

$$E_0^2(t) = NE_{0i}^2 + 2E_{0i}^2 \sum_k \sum_i \cos(\varphi_k - \varphi_i), \text{ при } k \neq i \quad (27)$$

Это выражение легко доказать, сложив графически одинаковые амплитуды 3-х колебаний с одинаковыми частотами, но разными начальными фазами φ_i (рис. 5.)

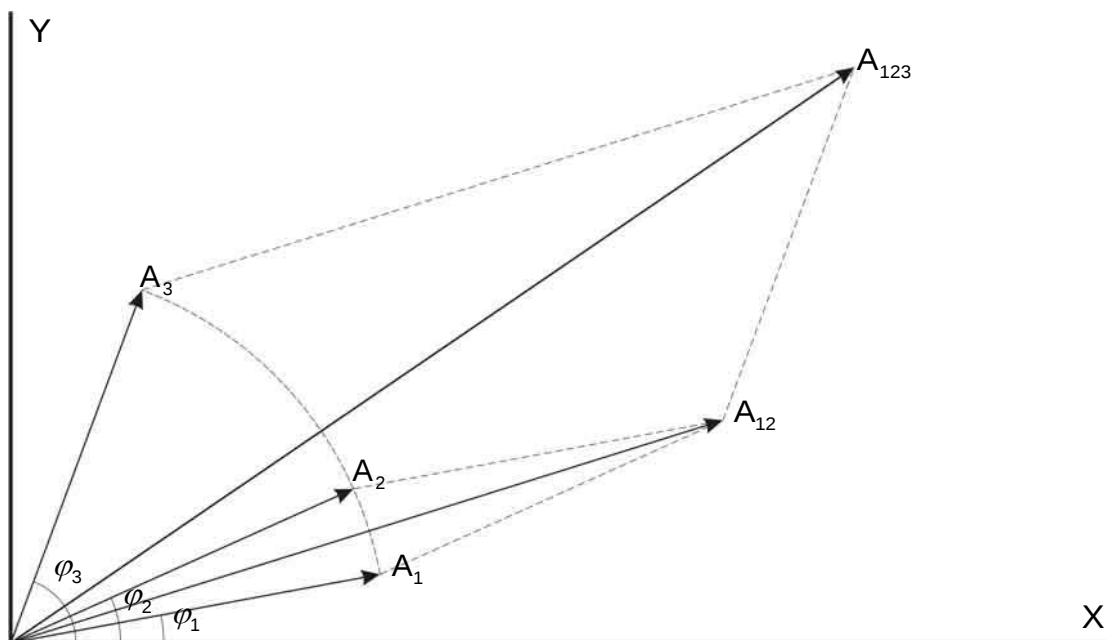


Рис. 5.

Усредняя выражение (27) за большой промежуток времени (т.е. выполняя большое число измерений), получим среднюю величину

$$\frac{1}{t} \int \langle \sum \sum \cos(\varphi_k - \varphi_i) \rangle dt = 0 \quad (28)$$

и, следовательно,

$$\langle E_0^2(t) \rangle = N E_{0i}^2 \quad (29)$$

Это значит, что в случае хаотически модулированного колебания интерференция между волнами, излучаемыми различными атомами, отсутствует.

В том случае, если амплитуды излучающих электронов не равны, вместо выражения (29) получим выражение

$$\langle E_0^2(t) \rangle = \sum_{i=1}^N E_{0i}^2 \quad (30)$$

В приближении к реальным физическим процессам откажемся от непрерывности излучения электромагнитной волны каждым атомом.

Кванты света представляют собой не что иное, как цуги электромагнитных волн, длина которых равна $c\tau_{\text{изл}}$, распространяющиеся в среде, в которой происходит излучение. Пусть колебания каждого гармонического осциллятора ("оптического электрона") состоит из "вспышек" средней продолжительности $\tau_{\text{изл}}$ следующих одна за другой в среднем через время τ' , причем, от вспышки к вспышке фаза φ_i меняется хаотически (рис.6). Тогда суммарное колебание $\vec{E}$ по-прежнему будет описываться соотношением

$$E(t) = E_0(t) \cos[\omega t - \varphi(t)], \quad (31)$$

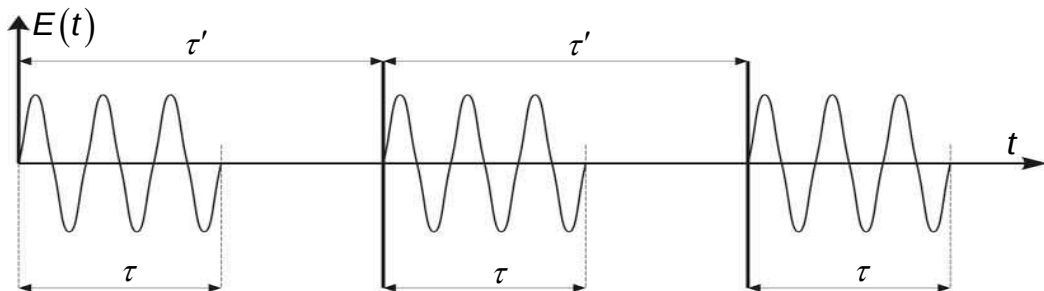


Рис. 6.

но при вычислении $\langle E_0^2(t) \rangle$ необходимо учесть соотношение между $\tau_{\text{изл}}$ и τ' . Очевидно, что при прерывном излучении его интенсивность будет в $\tau_{\text{изл}}/\tau'$ раз меньше, чем при непрерывном, т.е.

$$\langle E_0^2(\tau) \rangle = N \frac{\tau_{\text{изл}}}{\tau'} E_{0i}^2 \quad (32)$$

Одновременно уменьшается и время, в течение которого амплитуду $E(t)$ и фазу $\varphi(t)$ квазимонохроматической волны можно считать постоянной. Таким образом, ряд физических процессов, происходящих в источнике, определяет наименьший интервал времени, в течение которого фазу $\varphi(t)$ и амплитуду $E_0(t)$ можно считать постоянными. Этот промежуток времени назовем временем когерентности и обозначим $\tau_{\text{ког}}$. Для обычных (не лазерных) источников $\tau_{\text{изл}} \approx 10^{-8}$ с; $\tau_{\text{ког}} \approx 10^{-9} \div 10^{-10}$ с.

Именно из такого значения $\tau_{\text{ког}}$ следует исходить при оценке очень важной физической величины, называемой длиной когерентности. Длина когерентности есть расстояние, на которое распространится волна за время, в течение которого ее Фаза и амплитуда оставались в среднем постоянными:

$$L_{\text{ког}} = c\tau_{\text{ког}} \quad (33)$$

Интерференционная картина может наблюдаться в том случае, если разность хода Δ не превышает длины когерентности. Для обычных источников $\Delta = c\tau_{\text{ког}} \approx 3 \div 30$ см, что хорошо согласуется с результатами эксперимента.

Снимем последнее ограничение, наложенное вначале на направление колебаний оптических электронов. Будем рассматривать излучение электронов как прерывистое, со случайным изменением Фазы и плоскости поляризации (т.е. положение вектора $\vec{E}_i$ в пространстве мо-

жет быть любым). Такая модель наиболее приемлема с точки зрения классической физики для описания физических процессов излучения оптических электронов. Частоту всех колебаний по-прежнему будем считать одинаковой. В общем случае частоты излучения также различны, но наше рассмотрение будет справедливо в отдельности для каждой из частот, излучаемой атомами. Будем считать, что в среднем $1/3$ всех электронов колеблется вдоль оси X (X -электроны), $1/3$ - вдоль Y (Y -электроны), $1/3$ – вдоль оси Z (Z -электроны). Эта модель приемлема, т.к. любое смещение можно разложить по трем произвольно выбранным координатным осям.

Если наблюдать излучение в направлении оси Z , то необходимо учитывать только излучение X и Y -электронов, т.к. $E_z = 0$ в направлении оси Z , что следует из поперечности электромагнитных волн. Для каждой составляющей $E_x(t)$ и $E_y(t)$ справедливо выражение (31)

$$\begin{aligned} E_x(t) &= E_{0x}(t) \cos[\omega t - \varphi_1(t)]; \\ E_y(t) &= E_{0y}(t) \cos[\omega t - \varphi_2(t)]. \end{aligned} \quad (34)$$

Очевидно, что волны E_x и E_y некогерентны вследствие полной независимости рассматриваемых колебаний. Это значит, что в направлении оси Z (направление наблюдения) распространяются две квазимонохроматические волны с нескоррелированными фазами, в которых $E_x(t)$ и $E_y(t)$ взаимно перпендикулярны. Вместе с тем, поскольку ни одно из выбранных направлений не является преимущественным, $\langle E_x^2 \rangle = \langle E_y^2 \rangle$, т.е. для интенсивности излучения характерна осевая симметрия. Рассмотрим это основное положение несколько подробнее. Конец суммарного вектора $\vec{E} = \vec{E}_x + \vec{E}_y$ совершает движение по эллипсу в промежутке времени, значительно меньше τ , когда E_{0x} , E_{0y} , φ_1 , φ_2 , могут считаться

постоянными. Уравнение эллипса получается в результате сложения двух взаимно перпендикулярных колебаний:

$$\frac{E_x^2(t)}{E_{0x}^2(t)} + \frac{E_y^2(t)}{E_{0y}^2(t)} - \frac{2E_x(t)E_y(t)}{E_{0x}(t)E_{0y}(t)} \cos[\varphi_1(t) - \varphi_2(t)] = \sin^2[\varphi_1(t) - \varphi_2(t)] \quad (35)$$

Если бы мы располагали безинерционной аппаратурой и имели бы возможность фиксировать форму и размеры эллипса, то зарегистрировали бы огромное количество различно расположенных эллипсов с различными эксцентриситетами (рис.7).

Поскольку аппаратура всегда инерционна и приходится проводить усреднение за время $t \gg \tau_{\text{кор}}$, то это и обуславливает осевую симметрию и по своей природе рассмотренный наш естественный свет оказывается не поляризованным.

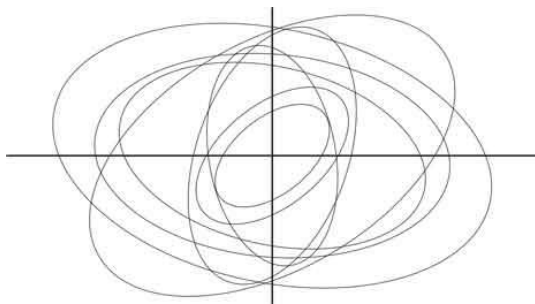


Рис. 7.

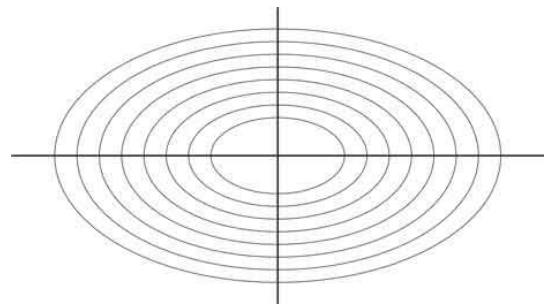


Рис. 8.

Теперь допустим, что фазы исследуемых волн E_x и E_y в силу определенных физических процессов оказались скоррелированными (например, $\varphi_1(t) - \varphi_2(t) = \text{const}$) – т.е. рассматриваемые составляющие стали когерентны. В этом случае ориентация эллипса (35) будет постоянной (рис.8) и излучение можно рассматривать как наложение двух колебаний, поляризованных во взаимно перпендикулярных направлениях. При этом $E_x^2(t) \neq E_y^2(t)$ т.е. нарушается осевая симметрия, характерная для неполяризованного света.

В этом случае, как было показано ранее, интерференция отсутствует, однако, внутренняя структура света при этом отличается от внутренней структуры естественного света.

Такой свет окажется в общем случае эллиптически поляризованным. Частным случаем эллиптической поляризации является круговая поляризация, которая получается из (35) при выполнении условий

$$\left[E_{ox}(t) = E_{oy}(t), (\varphi_1 - \varphi_2) = (2n + 1)\frac{\pi}{2}, (n = 0, 1, 2, \dots) \right] \quad (36)$$

или линейная поляризация, наблюдаемая при выполнении условий:

$$(\varphi_1 - \varphi_2) = n\pi, (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (37)$$

Напомним, что интенсивность света в различных точках волнового поля при этом будет равна сумме интенсивностей, создаваемых в данной точке обоими источниками.

Таким образом, интерференция от двух источников возможна при выполнении следующих условий:

1. $\omega_1 = \omega_2$ (когерентные колебания);
2. $\beta \neq \frac{\pi}{2}$ (пространственный угол β не равен 90°);
3. $\Delta < L_{\text{ког}}$ (разность хода меньше длины когерентности).

В этом случае среднее значение интерференционного члена $\langle \vec{E}_1 \vec{E}_2 \rangle \neq 0$, что приводит к перераспределению энергии в различных точках общего волнового поля.

Следует заметить, что в некоторых случаях, когда $\omega_1 \neq \omega_2$ при выполнении условий $\delta\omega = |\omega_1 - \omega_2| \ll \omega_1, \omega_2$ также возможно наблюдение интерференционной картины (т.н. биения), но такая интерференционная картина будет нестационарной.

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЛУЧЕЙ

Лучи, обыкновенный и необыкновенный, возникающие при двойном лучепреломлении из естественного света некогерентны. Если даже колебания в них привести с помощью поляризационных приспособлений к одной плоскости, то они не интерферируют, т.к. фазы колебаний в них никак не скоррелированы.

Если каким-либо способом получить обыкновенный и необыкновенный лучи из одного поляризованного луча, то такие лучи будут когеренты, следовательно, они могут интерферировать.

Исследования показывают, что в тех случаях, когда угол между плоскостями поляризации двух когерентных волн отличен от $\pi/2$, то интерференция в обычном понимании этого слова возможна. В тех случаях, когда $\beta = \pi/2$, интерференция отсутствует, однако внутренняя структура результирующей волны при этом меняется.

Рассмотрим этот случай подробнее.

Пусть на пластинку из одноосного кристалла, оптическая ось которого параллельна преломляющей поверхности, падает нормально поляризованный луч, плоскость поляризации которого составляет с плоскостью главного сечения пластинки угол, отличный от нуля и от $\pi/2$. В этом случае в пластинке возникнут оба луча – обыкновенный и необыкновенный (рис.9).

Пусть AA' – плоскость, в которой колеблется вектор напряженности электрического поля в падающей волне, амплитуда которого равна E ; BB' и OO' – плоскости главного сечения обыкновенного и необыкновенного лучей, соответственно.

Обыкновенный луч поляризован в плоскости OO' , следовательно, вектор напряженности электрического поля в обыкновенной волне рас-

положен в плоскости BB' , перпендикулярной к OO' . Тогда значения величины вектора напряженности электрического поля обыкновенного и необыкновенного лучей будут равны:

$$E_o = E \sin \alpha; E_e = E \cos \alpha \quad (38)$$

Освещенность, создаваемая каждым из лучей, пропорциональна квадрату амплитуды вектора напряженности электрического поля: для обыкновенного – E_o^2 , для необыкновенного – E_e^2 .

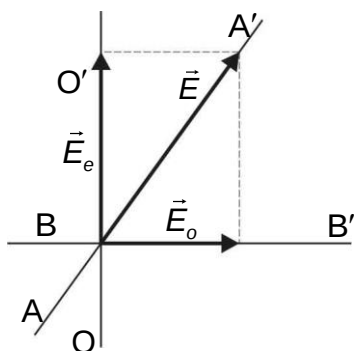


Рис. 9.

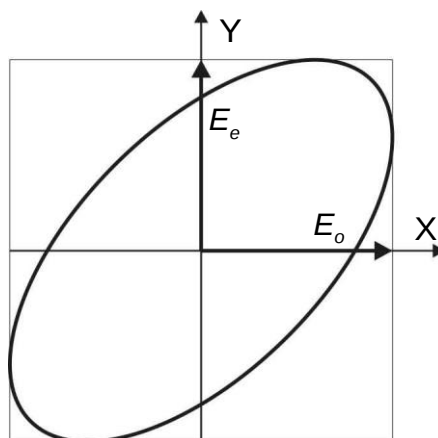


Рис. 10.

Если $\alpha = 45^\circ$, то эти освещенности будут равны. Полная освещенность, в любом случае, как нетрудно видеть, будет пропорциональна E^2 всегда вне зависимости от угла α :

$$E_o^2 + E_e^2 = E^2 (\cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha) = E^2 \quad (39)$$

т.е. интерференция отсутствует.

В момент возникновения обыкновенного и необыкновенного лучей разность фаз между ними равна нулю, но по мере проникновения в пластинку разность фаз будет возрастать. Подсчитаем эту разность. При прохождении пластинки толщиной l разность фаз каждого из лучей изменится на величину $2\pi l / \lambda$, где λ – длина волны данного луча в кристалле. Для обыкновенного луча $\lambda_o = v_o / \nu$, для необыкновенного

$\lambda_e = \nu_e / \nu$. Так как $\nu = c/n$, то разность фаз между обоими лучами будет равна:

$$\varphi = 2\pi \frac{l}{\lambda_o} - 2\pi \frac{l}{\lambda_e} = \frac{2\pi l \nu}{c} (n_o - n_e) \quad (40)$$

Используя обозначение $\lambda = c/\nu$ для длины волны в вакууме, получим:

$$\varphi = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_o - n_e) \quad (41)$$

При сложении двух взаимно перпендикулярных колебаний в общем случае получается эллиптическая траектория. Применительно к световым колебаниям мы получим эллиптический вектор, величина и направление которого во времени меняется так, что его конец описывает эллипс (рис. 10). Такие волны называются эллиптически поляризованными.

Уравнение обыкновенного и необыкновенного лучей на выходе из пластинки будут иметь вид:

$$\begin{aligned} E_x &= E_o \sin \omega t \\ E_y &= E_o \sin(\omega t + \varphi) \end{aligned} \quad (42)$$

Уравнение эллиптически поляризованного света при сложении взаимно перпендикулярных колебаний (41) запишем в виде:

$$\frac{E_x^2}{E_o^2} + \frac{E_y^2}{E_e^2} - \frac{2E_x E_y}{E_o E_e} \cos \varphi = \sin^2 \varphi \quad (43)$$

Параметры и положение эллипса относительно осей координат зависят от соотношения величин E_x и E_y и разности фаз φ .

Проанализируем выражение (43):

1. Если $\varphi = 2m\pi$, то $\cos \varphi = 1$, $\sin \varphi = 0$ и уравнение (42) превратится в уравнение прямой, т.е. после прохождения пластинки луч станет вновь плоскополяризованным. При этом плоскость поляризации луча совпадет с плоскостью поляризации падающего луча.

Из соотношения:

$$\varphi = \frac{2\pi l}{\lambda}(n_o - n_e) = 2m\pi \quad (m = 1, 2, 3, \dots) \quad (44)$$

получим для толщин пластинки

$$l = \frac{2m}{n_o - n_e} \cdot \frac{\lambda}{2}. \quad (45)$$

Наименьшая толщина пластинки при этом будет

$$l_{\min} = \frac{\lambda}{n_o - n_e}.$$

Разность хода между обыкновенным и необыкновенным лучами

$$\Delta_{\min} = l_{\min}(n_o - n_e) = \lambda.$$

Такая пластинка называется пластинкой в целую волну. Такой же эффект (разность хода $\Delta = 2m \frac{\lambda}{2}$, разность фаз $\varphi = 2m\pi$, луч поляризован) будет соответствовать пластинке, толщина которой удовлетворяет условию (45). Поэтому такие пластинки также называются пластинками в целую волну.

Более толстые пластинки легче изготовить, кроме того, они обладают механической прочностью.

$$2. \text{ Если } \varphi = \frac{2\pi l}{\lambda}(n_o - n_e) = (2m + 1)\pi \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (46)$$

То уравнение (43) также превратится в уравнение прямой, но теперь плоскость поляризации луча, прошедшего сквозь пластинку, окажется повернутым относительно плоскости падающего луча на угол $\frac{\pi}{2}$.

Интересующие нас величины определяются выражениями:

$$l = \frac{(2m + 1)}{n_o - n_e} \cdot \frac{\lambda}{2}. \quad (47)$$
$$l_{\min} = \frac{\lambda}{2(n_o - n_e)}.$$

$$\Delta = l(n_o - n_e) = (2m+1)\frac{\lambda}{2}$$

$$\Delta_{\min} = \frac{\lambda}{2}$$

Такая пластинка называется пластинкой в полволны.

Таким образом, обе пластинки (λ и $\lambda/2$) не изменяют природы поляризации падающего луча – он остается плоскополяризованным и после прохождения через пластинку.

$$3. \text{ Если } \varphi = \frac{2\pi l}{\lambda}(n_o - n_e) = (2m+1)\frac{\pi}{2} = m\pi + \frac{\pi}{2} \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (48)$$

то, как нетрудно видеть, оси эллипса будут располагаться в плоскостях поляризации обыкновенного и необыкновенного лучей (рис. 11)

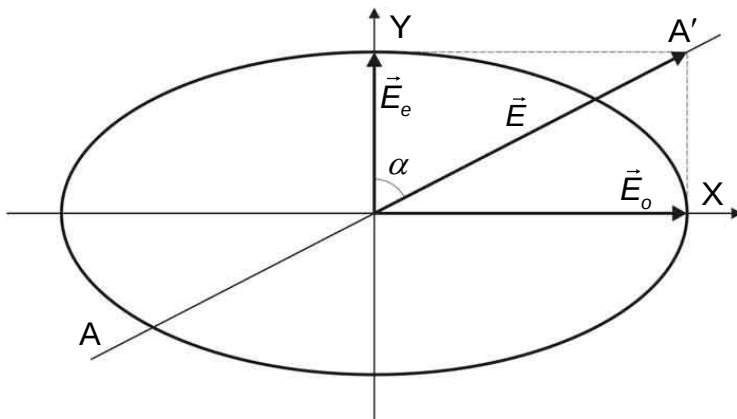


Рис. 11.

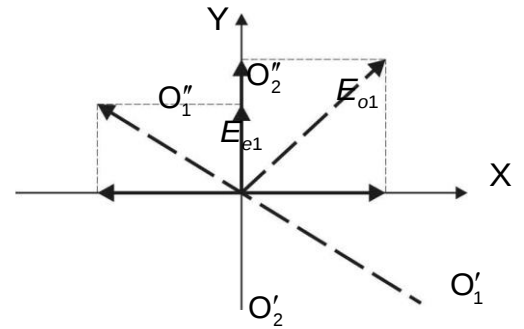


Рис. 12.

Амплитуды колебаний в обыкновенном и необыкновенном лучах определяются углом α , который составляет плоскость колебаний падающего луча AA' с главной плоскостью пластинки (ось Y).

Если $\alpha = 45^\circ$, то $E_e = E_o$. В этом случае эллиптически поляризованный свет превратится в свет, поляризованный по кругу. Толщина пластинки при этом будет:

$$l = \frac{(2m+1)}{n_o - n_e} \cdot \frac{\lambda}{4}. \quad (49)$$

$$I_{\min} = \frac{\lambda}{4(n_o - n_e)}.$$

Оптическая разность хода обыкновенного и необыкновенного лучей определяется выражением:

$$\Delta = l(n_o - n_e) = (2m + 1)\frac{\lambda}{4},$$

$$\Delta_{\min} = \frac{\lambda}{4}$$

Такая пластинка называется пластинкой в четверть волны. Обычно ее изготавливают такой, чтобы разность фаз, создаваемая ею, была равна $\varphi = 2m\pi + \pi/2$, в соответствии с формулой (48).

Пластинка в четверть волны обладает замечательным свойством: с ее помощью при определенных условиях можно эллиптически поляризованный свет превратить в плоскополяризованный.

Это возможно в том случае, если эллиптическая поляризация возникает в результате сложения двух взаимно перпендикулярных колебаний с разностью фаз $\varphi = m\pi + \pi/2$ (вспомним, что пластинка дает разность хода $\Delta = m\lambda + \lambda/4$).

При анализе эллиптически поляризованного света пластинка-анализатор $\lambda/4$ должна быть сориентирована так, чтобы ее оптическая ось совпадала с оптической осью пластинки, вызвавшей поляризацию (т.е. совпадала бы с плоскостью поляризации обыкновенного луча). В противном случае каждая из взаимно перпендикулярных составляющих эллиптически поляризованного света после прохождения пластинки-анализатора даст свою составляющую вдоль оси пластинки Y и в направлении ей перпендикулярном. Это приведет вновь к возникновению эллиптически поляризованного света, т.к. вдоль одного направления

(X или Y) появится две составляющие (рис. 12), имеющие определенную разность фаз.

Если на пути эллиптически поляризованного луча поместить последовательно пластинку-компенсатор $\lambda/4$, сориентированную так, как указывалось выше, и анализатор плоскополяризованного света, то, вращая анализатор в плоскости, перпендикулярной направлению распространения света, всегда можно найти такое положение анализатора, при котором свет гасится.

Если же ввести в световой луч пластинку в четверть волны, соответственным образом ее сориентировать, то эллиптически поляризованный свет (включая и свет, поляризованный по кругу) будет гаситься.

В частично поляризованном свете при прохождении через пластинку в четверть волны изменится только поляризованная составляющая. При вращении анализатора в этом случае по-прежнему будут наблюдаться минимумы и максимумы освещенности, причем ни в одном из положений анализатора свет полностью гаситься не будет.

Для естественного света введение пластинки $\lambda/4$ не внесет изменений в распределение освещенности. Освещенность, создаваемая светом, прошедшим через анализатор, будет неизменной.

В том случае, если эллиптическая поляризация возникает в результате сложения перпендикулярных колебаний с разностью фаз $\varphi' \neq 2m\pi + \pi/2$, то для превращения такого света в плоскополяризованный необходимо ввести такую пластинку, которая давала бы дополнительную разность фаз φ'' , такую, которая удовлетворяла бы равенству $\varphi' + \varphi'' = 2m\pi$.

В этом случае вместо пластинки постоянной толщины употребляются компенсаторы, позволяющие менять толщину пластинки, т.е. получать любую разность фаз.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №3

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ СТЕКЛА ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫМ МЕТОДОМ

Цель работы: изучение полос равного наклона, возникающих при интерференции света, отраженного от плоскопараллельной стеклянной пластинки, и определение показателя преломления стекла.

Приборы и принадлежности: оптическая скамья, He-Ne лазер, экран с выпуклой линзой в центре, плоскопараллельная исследуемая пластинка.

КРАТКАЯ ТЕОРИЯ

Рассмотрим расходящийся пучок монохроматических когерентных лучей, падающий на поверхность плоскопараллельной пластинки. Ось пучка перпендикулярна поверхности пластинки (рис. 1.).

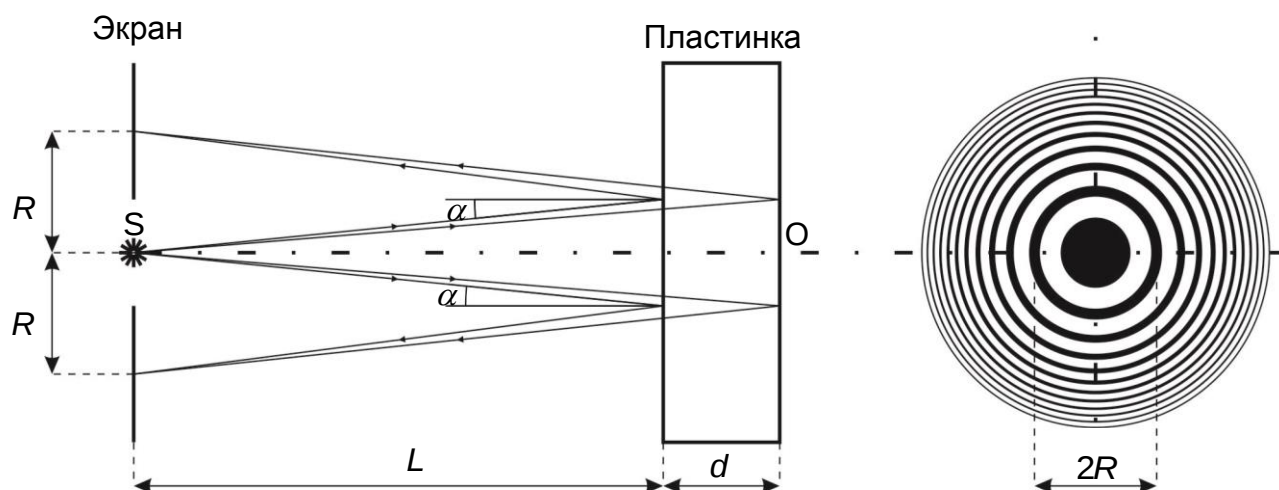


Рис. 1.

Лучи, отраженные от передней и задней поверхностей пластинки, сходятся на экране, где наблюдается интерференционная картина. Из рис. 1. видно, что любая пара интерферирующих лучей, идущих симметрично относительно нормали SO , имеет одинаковую разность хода. Следовательно, интерференционная картина на экране будет иметь вид концентрических колец.

Заметим, что для наблюдения интерференционной картины необходимо, чтобы складывающиеся колебания были бы когерентны. Если оптическая разность хода волн превышает длину когерентности, интерференция наблюдаться не будет. Излучение лазера обладает высокой монохроматичностью и, следовательно, большой длиной когерентности (порядка метра, а в случае одночастотных лазеров – и десятков метров).

В настоящей работе используется лазер для получения интерференции в сравнительно толстой ($d \approx 5$ мм) стеклянной пластинке.

При условии, что расстояние L между экраном и пластинкой значительно больше, чем толщина пластинки d , угол α между нормалью и лучом будет очень малой величиной (рис. 1.).

Предварительно определим условия образования темных и светлых интерференционных колец при отражении пучка параллельных когерентных лучей от плоскопараллельной пластинки (рис. 2.).

На поверхности пластинки световые лучи 1 и 2 разделятся на два луча – отраженный и преломленный от верхней поверхности пластинки. Разделение световых лучей происходит и на нижней поверхности пластинки. Обычно интенсивность отраженной волны много меньше интенсивности преломленной. Поэтому после многократных отражений и преломлений интенсивности волн резко убывают. При расчете интерференции в отраженном свете достаточно учитывать лишь лучи 1' и 2'. Они полностью идентичны, и их наложение мы не рассматриваем.

На поверхности пластинки световые лучи 1 и 2 разделятся на два луча – отраженный и преломленный от верхней поверхности пластинки. Разделение световых лучей происходит и на нижней поверхности пластинки. Обычно интенсивность отраженной волны много меньше интенсивности преломленной. Поэтому после многократных отражений и преломлений интенсивности волн резко убывают. При расчете интерференции в отраженном свете достаточно учитывать лишь лучи 1' и 2'. Они полностью идентичны, и их наложение мы не рассматриваем.

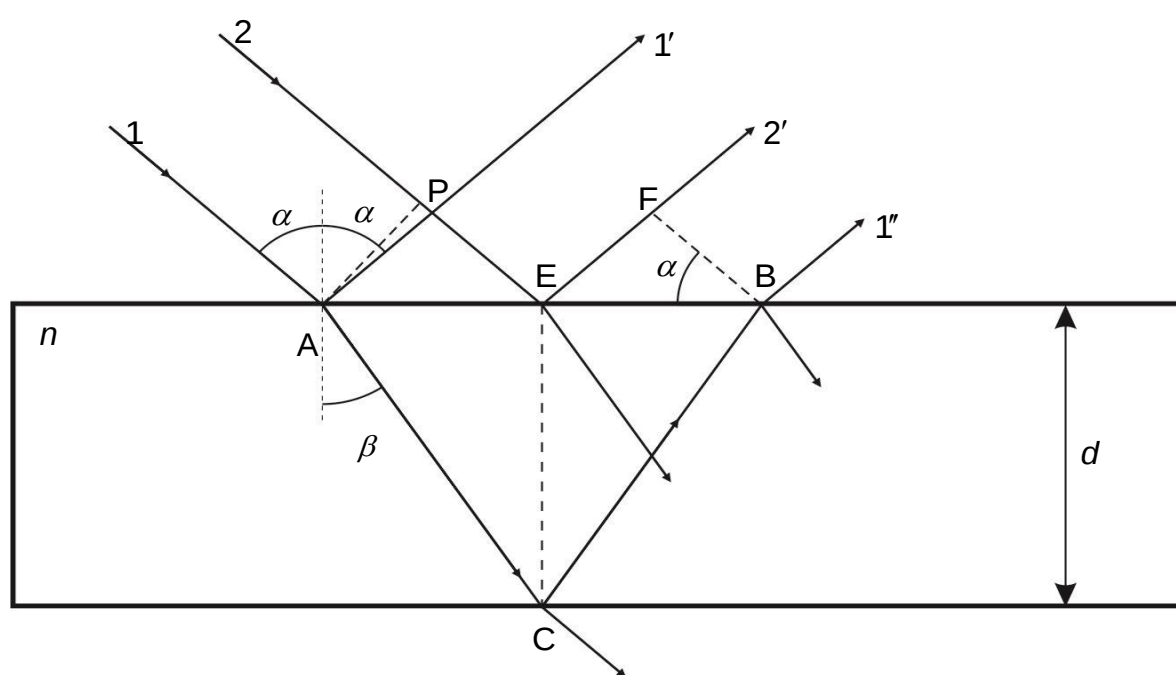


Рис. 2.

Из рис. 2. следует, что оптическая разность хода между этими лучами:

$$\Delta = (AC + CB)n - (EF + EP) - \frac{\lambda}{2} \quad (1)$$

где n – показатель преломления стеклянной пластинки.

Последнее слагаемое равенства (1) учитывает изменение фазы колебаний светового вектора при отражении луча 2' в точке E от опти-

чески более плотной среды (показатель преломления стекла больше, чем показатель преломления воздуха).

Из анализа рис. 2. получаем

$$\Delta = 2 \left(\frac{nd}{\cos \beta} - d \operatorname{tg} \beta \sin \alpha \right) - \frac{\lambda}{2} \quad (2)$$

Учитывая закон преломления света (закон Снеллиуса):

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n \quad (3)$$

получаем

$$\Delta = 2dn \cos \beta - \frac{\lambda}{2} = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2}. \quad (4)$$

Вернемся к расчету интерференционной картины от расходящегося пучка когерентных лучей, освещающего поверхность плоскопараллельной пластинки.

Из рис. 1. видно, что

$$\sin \alpha = \frac{R}{2L} \quad (5)$$

При образовании интерференционной картины минимум освещенности получается при условии, что оптическая разность хода лучей равна

$$\Delta = (2m - 1) \frac{\lambda}{2} \quad (6)$$

где m – любое целое число.

Приравнивая правые части равенств (4) и (6), с учетом (5), получим условие для расчета радиусов темных колец на экране

$$2dn \sqrt{1 - \frac{R_m^2}{4L^2 n^2}} = m\lambda, \quad (7)$$

где R_m – радиус m -го кольца.

С учетом $L \gg R$ формулу (7) можно представить в приближенном виде:

$$2dn\left(1 - \frac{R_m^2}{8L^2n^2}\right) = m\lambda. \quad (8)$$

Равенство (8) для темного кольца порядка $(m + k)$ может быть записано в виде:

$$2dn\left(1 - \frac{R_{m+k}^2}{8L^2n^2}\right) = (m + k)\lambda. \quad (9)$$

Из системы уравнений (8) и (9) находим показатель преломления стекла

$$n = \frac{d(R_{m+k}^2 - R_m^2)}{4k\lambda L^2}. \quad (10)$$

Равенство (10) справедливо и для светлых колец.

МЕТОДИКА И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальная установка изображена на рис. 3. Лазер 1 освещает параллельным пучком линзу, расположенную в центре экрана 2. Позади линзы находится плоскопараллельная пластинка 3. Расстояние между линзой и пластинкой L больше фокусного расстояния линзы f , поэтому на пластинку падает расходящийся пучок света. На экране наблюдается интерференционная картина в виде полос равного наклона. Все элементы оптической системы смонтированы на оптической скамье.

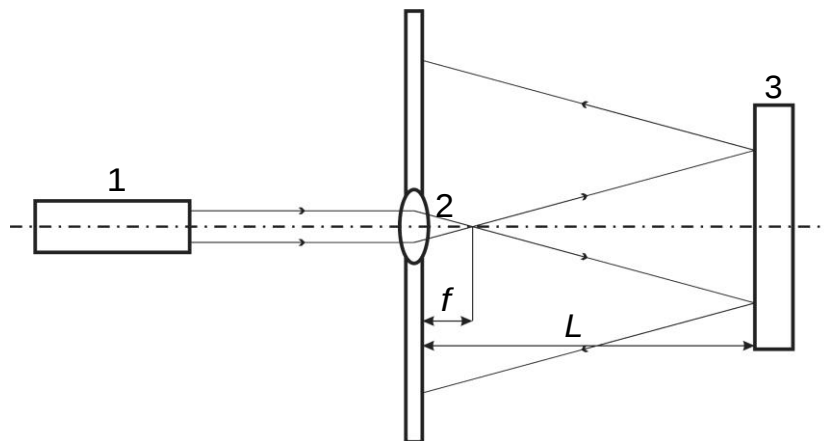


Рис. 3.

Ход работы:

1. С помощью ручек управления предметного столика лазера совместить его луч с главной оптической осью линзы, вмонтированной в экран.

2. Расположить плоскопараллельную пластинку на главной оптической оси линзы на расстоянии 40 – 50 см от экрана.

3. По шкале экрана измерить диаметры двух темных или светлых интерференционных колец. Кольцо с номером m должно быть наиболее близко расположено к внешнему диаметру линзы (в центре экрана). Необходимо стремиться, чтобы расстояние между кольцами было бы как можно больше (значение k – максимально возможное). Результат записать в таблицу.

4. С помощью шкалы оптической скамьи измерить расстояние между плоскопараллельной пластинкой и экраном L . Результат, так же, записать в таблицу.

№	D_{m+k} , мм	D_m , мм	m	k	L , мм	d , мм	n	Δn
1.								
2.								
3.								
⋮								

5. Пользуясь формулой (10), вычислить показатель преломления стекла. Принимая, что m – номер, ближайшего к центру, кольца; $m + k$ – номер, максимально удаленного от центра, кольца; $\lambda = 632,8$ нм – длина волны, излучаемая He-Ne лазером.

6. Оценить погрешность измерения показателя преломления.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Сформулируйте основные законы геометрической оптики.
2. Выведите формулу для расчета оптической разности хода при интерференции на тонкой пленке.
3. При каких условиях возможно наблюдение интерференционной картины на пластинке?
4. В чем заключается сущность интерференции как физического явления?
5. Выведите формулы для максимумов и минимумов при интерференции на пленке.
6. При каких толщинах пленки, интерференции в отраженных лучах наблюдаться не будет? В проходящих?

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.С.Ландсберг. Оптика, М., Наука, 1976, с.62-149.
2. Н.И.Калитеевский. Волновая оптика. М., Высшая школа, 1978, si. 132-204.
3. Ф.Крауфорд. Волны. М., Наука, 1976, с.404-481
4. А.Н.Матвеев. Оптика. М., Высшая школа, 1985, с.148-207.
5. Е.И.Бутиков. Оптика. М., Высшая школа, 1986, с.202-267.
6. Руководство к лабораторным занятиям по физике. Под ред. Л.Л.Гсльдина. М., Наука, 1973, с.366-374.
7. Алешкевич В. А. Москва 2010 <http://elibrary.ru/item.asp?id=20246143>
8. Савельев, Игорь Владимирович (1913-1999)
Курс общей физики: в 3 т. : учеб. пособие для студентов вузов, И. В. Савельев. - 6-е изд., стер.. - Санкт-Петербург: Лань. -

Т. 2: Электричество и магнетизм; Волны ; Оптика. - 2006. с. 493-496.

8. Кингсеп, Александр Сергеевич . Курс общей физики: учебник для студентов вузов : в 2 т./ Александр Сергеевич Кингсеп; А. С. Кингсеп, Г. Р. Локшин, О. А. Ольхов. - 2-е изд., испр.. - Москва: Физматлит. -

Т. 1: Механика. Электричество и магнетизм. Колебания и волны. Волновая **оптика**. - Москва: Физматлит, 2007. - 706 с.;

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №4

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ С ПОМОЩЬЮ БИПРИЗМЫ ФРЕНЕЛЯ

Цель работы: изучить явление интерференции и определить длину волны падающего монохроматического излучения

Приборы и принадлежности: направляющий рельс, источник монохроматического излучения, бипризма, собирающая линза, экран.

КРАТКАЯ ТЕОРИЯ

Поскольку процесс излучения является вероятностным, получить независимые когерентные источники практически невозможно. Для получения когерентных источников применяются искусственные приемы, физическая сущность которых заключается в том, чтобы заставить свет от одного источника идти к рассматриваемой точке различными путями. Одним из приемов является получение когерентных источников с помощью бипризмы Френеля.

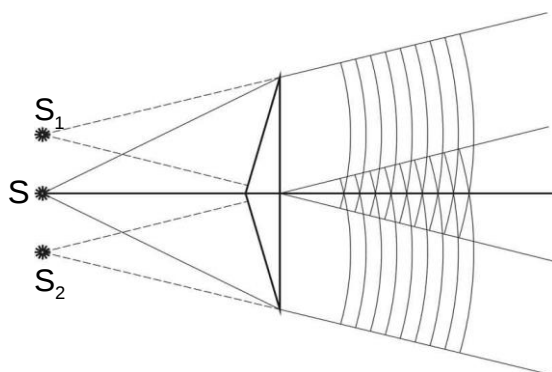


Рис. 1.

Бипризма представляет собой две прямоугольные призмы с малыми преломляющими углами (порядка $30'$), сложенные основаниями.

Падающий от щели S пучок света после преломления в бипризме разделяется на два перекрывающихся пучка, как бы исходящих из двух мнимых изображений щели S_1 и S_2 . Поскольку S_1 и S_2 являются изображениями одного и того же источника S , они когерентны и в пространстве за бипризмой будет наблюдаться интерференционная картина, локализованная во всей области пересечения пучков. Интерференционную картину удобнее наблюдать в монохроматическом свете.

Установка для изучения интерференции от двух когерентных источников изображена на рис 2.

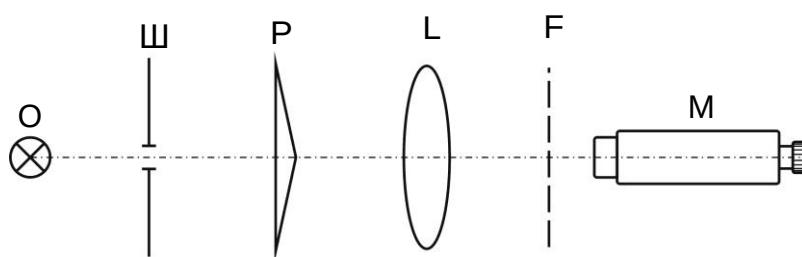


Рис. 2.

На направляющем рельсе последовательно установлены источник монохроматического излучения O , щель переменной ширины $\mathcal{W}$ бипризма P , подвижная вспомогательная собирающая линза L и отсчетный микроскоп M с фокальной плоскостью F . Бипризма P помещается на некотором расстоянии от источника O так, чтобы ребро тупого угла бипризмы было расположено вертикально. Все элементы оптической системы должны быть расположены на одной высоте.

Произведем расчет интерференционной картины в т. N экрана. Расстояние между когерентными источниками S_1 и S_2 обозначим $2l$. Расстояние D от источников до экрана гораздо больше $2l$, рис. 3. В качестве экрана используется матовое стекло.

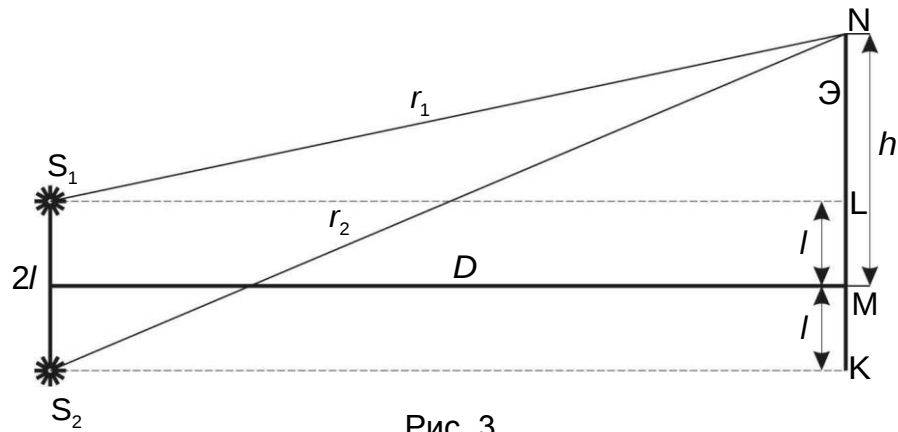


Рис. 3.

Из треугольников S_1LN и S_2KN находим:

$$r_1^2 = D^2 + (h - l)^2 \quad (1)$$

$$r_2^2 = D^2 + (h + l)^2 \quad (2)$$

Вычитая из уравнения (2) уравнение (1), получим:

$$r_2^2 - r_1^2 = 4hl \quad (3)$$

Геометрическая разность хода лучей

$$r_2 - r_1 = \frac{4hl}{r_2 + r_1} \quad (4)$$

Учитывая, что $r_2 + r_1 \approx 2D$ и умножая правую и левую часть уравнения (4) на коэффициент преломления среды, найдем оптическую разность хода лучей Δ , пришедших в т. N от источников S_1 и S_2 .

$$\Delta = n(r_2 - r_1) = \frac{2hln}{D} \quad (5)$$

Условие максимума или минимума в т. N будет выполняться при соблюдении условий:

$$\Delta = 2m \frac{\lambda}{2}, (m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots) - \text{max} \quad (6)$$

$$\Delta = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, (m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots) - \text{min} \quad (7)$$

В центре интерференционной картины (т. M) оптическая разность хода $\Delta = 0$, поэтому в этой точке будет наблюдаться максимум, который

в дальнейшем будем называть центральным максимумом. В соответствии с условиями (6) и (7) по обе стороны от центрального максимума симметрично будут располагаться максимумы и минимумы, отстоящие от центрального максимума на расстоянии

$$h_{\max} = \frac{\Delta_{\max} D}{2ln} = \frac{m\lambda D}{2ln} \quad (8)$$

$$h_{\min} = \frac{\Delta_{\min} D}{2ln} = \frac{(2m+1)\lambda D}{4ln} \quad (9)$$

Расстояние между двумя соседними максимумами или минимумами (ширина интерференционной полосы)

$$\Delta h = \frac{\lambda D}{2ln} \quad (10)$$

Из формулы (10) видно, что масштаб интерференционной картины зависит от расстояния между когерентными источниками $2l$, расстояния от источников до экрана D , длины волны монохроматического света λ и коэффициента преломления среды n .

Формула (10) позволяет определить длину волны монохроматического источника λ , если известны параметры интерференционной схемы и ширина интерференционной полосы Δh :

$$\lambda = \frac{2ln}{D} \Delta h \quad (11)$$

Для определения расстояния $2l$ между мнимыми источниками необходимо воспользоваться вспомогательной линзой и сфокусировать изображения этих источников перед объективом микроскопа, как это показано на рис. 4. При помощи отсчетной шкалы микроскопа определяется расстояние $2l'$ между изображениями источников S_1 и S_2 .

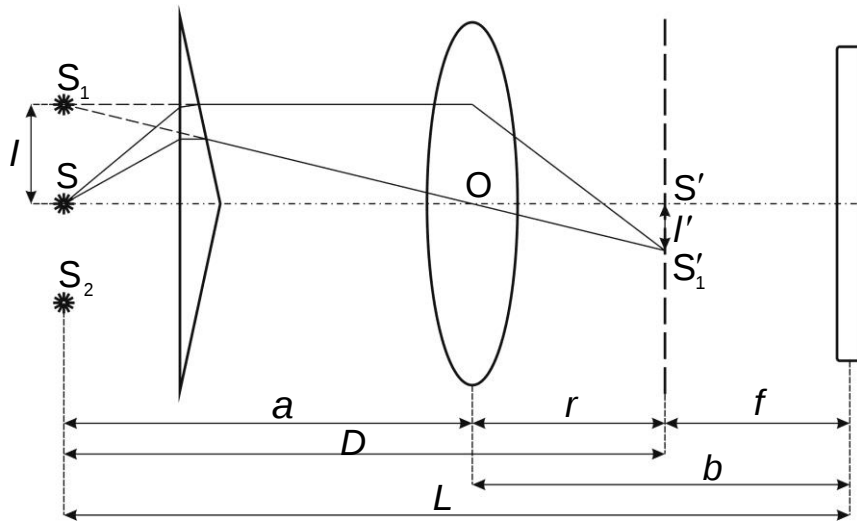


Рис. 4.

Рассмотрим треугольники S_1OS и $S'_1OS'_1$. Как видно из рисунка, эти треугольники подобны, следовательно:

$$\frac{a}{r} = \frac{l}{l'} \quad (12)$$

где $a = L - b$ – расстояние от линзы до мнимых источников, $r = b - f$ – расстояние от линзы до получаемого изображения в фокусе микроскопа (величина f указана на установке).

Выражаем из этого уравнения $2l$:

$$2l = \frac{2l'a}{r} \quad (13)$$

или

$$2l = \frac{2l'(L - b)}{(b - f)} \quad (14)$$

Подставляя (14) в (11) получим:

$$\lambda = \frac{2l'(L - b)n}{D(b - f)} \Delta h \quad (15)$$

где $D = L - f$ – расстояние от фокальной плоскости микроскопа до мнимых источников, n – показатель преломления среды, в которой проис-

ходит явление интерференции, поскольку средой является воздух, n можно взять равным 1.

Для определения Δh необходимо убрать линзу L и, измерить расстояние между достаточно удаленными друг от друга темными (или светлыми) полосами. Величину Δh находят путем деления этого расстояния на число соответствующих полос.

Проделав измерения не менее пяти раз поочередно с красным и зеленым цветом, вычислить длину волны и определить погрешность ее измерений.

ПРИМЕЧАНИЕ. Для проведения расчетов достаточно измерить расстояния от объектива микроскопа до щели (мнимых источников) L и расстояние от объектива микроскопа до вспомогательной линзы b в момент наблюдения изображения мнимых источников.

Данные измерений и вычислений представить в виде таблицы:

Таблица 1

Светофильтр	Измерения	$2l'$, м	L , м	b , м	Δh , м	λ , м	$\Delta \lambda$, м
Среднее значение							

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Каковы необходимые и достаточные условия для наблюдения интерференционной картины?
2. В каком случае при наложении световых волн от двух когерентных источников интерференционная картина будет отсутствовать?
3. Чем определяется масштаб интерференционной картины, наблюдаемой на экране?
4. Какие способы получения когерентных источников вы знаете?
5. Покажите, что в точки, соответствующие условиям $\min$ интерферирующие волны приходят в противофазе, а в точки, соответствующие $\max$ – в Фазе.
6. Что такое время когерентности? Длина когерентности?
7. Почему при удалении от центрального максимума при наблюдении интерференции от "белого" источника, интерференционная картина быстро "размывается"?

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.С.Ландсберг. Оптика, М., Наука, 1976, с.62-149.
2. Н.И.Калитеевский. Волновая оптика. М., Высшая школа, 1978, с.132-204.
3. Ф. Крауфорд. Волны. М., Наука, 1976, с.404-481
4. А.Н.Матвеев. Оптика. М., Высшая школа, 1985, с.148-207.
5. Е.И.Бутиков. Оптика. М., Высшая школа, 1986, с.202-267.
6. Руководство к лабораторным занятиям по физике. Под ред. Л.Л.Гольдина. М., Наука, 1973, с.366-374.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №6

ИЗУЧЕНИЕ С ПОМОЩЬЮ ИНТЕРФЕРОМЕТРА РЕЛЕЯ ЗАВИСИМОСТИ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ГАЗА ОТ ДАВЛЕНИЯ

Цель работы: изучение зависимости показателя преломления воздуха от давления.

Приборы и принадлежности: интерферометр Релея, манометр, гофрированный цилиндр, барометр.

КРАТКАЯ ТЕОРИЯ

Метод измерения коэффициентов преломления с помощью интерферометра Релея является развитием классического опыта по получению интерференционной картины от двух когерентных световых пучков, прошедших через параллельные щели.

Принцип метода можно пояснить с помощью рис. 1 (а и б), где представлены горизонтальный и вертикальный разрезы интерферометра. Свет от источника со сплошным спектром, например, от лампочки накаливания собирается с помощью линзы L на входной щели S прибора шириной 3 – 5 мкм. Эта щель находится в фокальной плоскости объектива F_1 , составляющего вместе со щелью S .

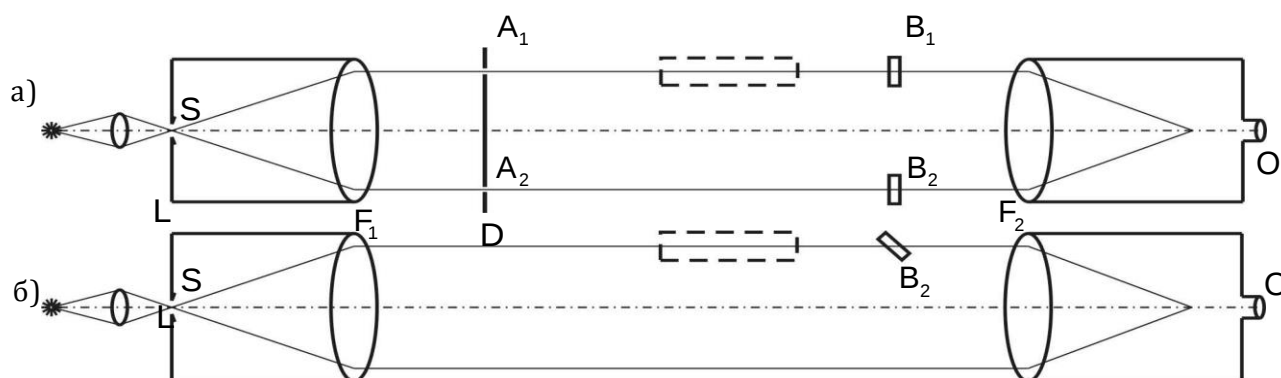


Рис. 1.

Непосредственно за объективом F_1 расположена плоская диафрагма D , прикрывающая объектив и имеющая две длинные параллельные щели A_1 и A_2 расположенные по двум вертикальным хордам диафрагмы D .

На расстоянии порядка одного метра от объектива F_1 расположен второй, обычно одинаковый с первым, объектив F_2 и вблизи его фокальной плоскости сильный окуляр O – цилиндрическая линза диаметром 2 – 3 мм, дающая примерно стократное увеличение. Ось цилиндра этой линзы параллельная щелям A_1 и A_2 и также, как и они, перпендикулярна к плоскости чертежа. Стекло́нные пластинки B_1 и B_2 (рис.1а, б.) образуют компенсатор прибора, угол поворота этих пластинок изменяется с помощью микрометрического винта.

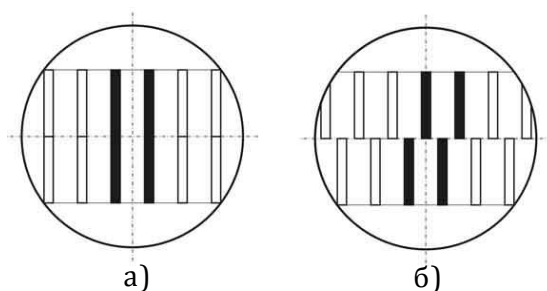


Рис. 2.

Нетрудно видеть, что вся показанная на рисунке оптическая система представляет собой не что иное, как установку для наблюдения дифракции света в параллельных лучах, падающих из коллиматора на щели A_1 и A_2 . Объектив F_2 и окуляр O образуют наведенную на бесконечность зрительную трубу, в которую рассматривается дифракционная картина от двух щелей - система параллельных полос (рис.2а).

Наличие двух световых пучков, выделенных высокими щелями A_1 и A_2 создает возможность использования всей оптической системы для измерительных целей. В самом деле, введение каких-либо прозрачных

объектов (например, кювет с газом или жидкостью в верхнюю часть одного из пучков (подобная кювета показана пунктиром на рис.1а, приведет к сдвигу части наблюдаемой интерференционной картины (рис.2б).

Указанный сдвиг картины является следствием увеличения оптического пути на величину

$$\delta = L(n_{\text{вещ}} - n_{\text{возд}}), \quad (1)$$

приобретенного тем световым пучком, в который введено прозрачное тело длины L с показателем преломления $n_{\text{вещ}}$. Для большей ясности изложения речь пойдет об одном прозрачном теле, введенном в один из световых пучков, как показано на рис.1. Фактически, если мы работаем с газом или жидкостью, то они содержатся в кювете с плоскими окнами на торцах, через которые проходит световой пучок. Введение кюветы только в один световой пучок создает огромную разность хода между двумя световыми пучками, используемыми в интерферометре. Поэтому кюветы вводятся всегда в оба световых пучка, но заполняется исследуемым газом или жидкостью одна из них, а другая – эталонным газом.

В нашей работе обе кюветы заполнены воздухом. Одна из них соединена с насосом, с помощью которого можно изменять давление воздуха в ней. В другой кювете состояние воздуха не меняется (давление атмосферное).

Рассмотрим образование системы полос. Если давление воздуха в кюветах одинаково, в центре интерференционной картины будет светлая полоса. Она является нулевым максимумом, т.к. оптическая разность хода лучей в этой точке равна нулю.

По обе стороны от нулевого максимума располагаются темные полосы – минимумы, которым соответствует разность хода $\delta = \pm \lambda/2$. Следующим максимумам соответствует разность хода $\delta = \pm \lambda$ и т.д. Таким образом, можно определить оптическую разность хода волн, соответствующую каждой интерференционной полосе.

Если в одной из кювет изменится показатель преломления, то система интерференционных полос сместится. Для центральной точки оптическая разность хода будет равна:

$$\delta = L(n_{\text{вещ}} - n_{\text{возд}}) = L\Delta n. \quad (2)$$

где Δn – изменение показателя преломления газа в кювете.

Если измерить разность хода δ , то, зная длину кюветы L можно определить изменение показателя преломления Δn . Разность хода можно определить, подсчитав, на сколько полос сместилась система, т.е. определив какой интерференционный максимум окажется в центре картины.

Если картина сместилась на k полос (в центре окажется k -ый максимум), то разность хода:

$$\delta = k\lambda. \quad (3)$$

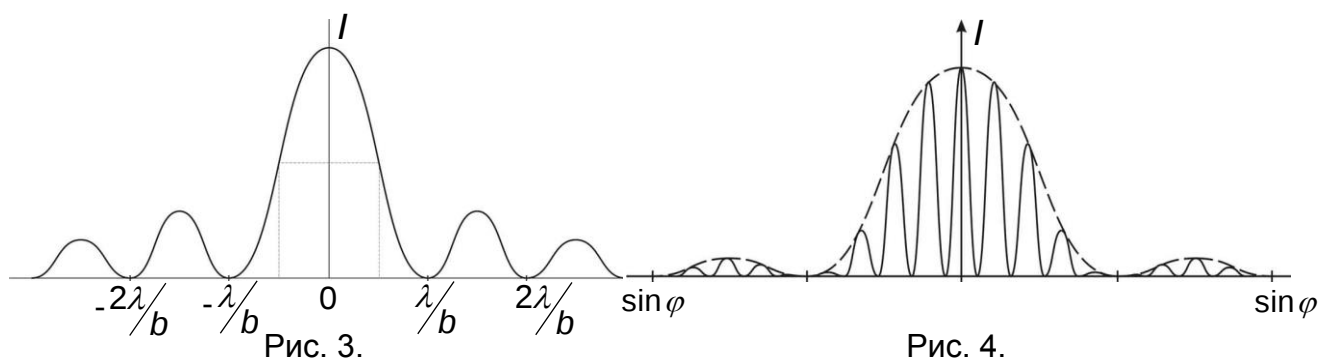
Приравнивая (2) и (3) получим:

$$\Delta n = \frac{k\lambda}{L} = \frac{\delta}{L} \quad (4)$$

Для того, чтобы полностью выяснить метод измерения, основанный на сдвиге интерференционной картины, обратимся к более детальному рассмотрению явлений, происходящих при падении параллельных когерентных пучков на щели A_1 и A_2 .

Дифракция на каждой из широких щелей A_1 и A_2 в отдельности дает для распределения интенсивности I дифрагировавшего пучка по направлениям характерную дифракционную картину вида, изображенного на рис.3. В интерферометре Релея наблюдения дифракции, необходимые для измерений, фактически ограничиваются углами, лежащими в пределах угловой ширины центрального максимума нулевого порядка. При этом используется угловой интервал $\Delta\varphi = 1'$. Наличие в приборе одновременно двух щелей приводит к интерференции световых пучков, дифрагировавших на каждой щели. Нужно учесть, что в нашем случае

будут интерферировать между собой уже предварительно дифрагировавшие на каждой щели в отдельности световые пучки. Легко понять, что в этом случае на распределение интенсивности света в результирующей интерференционной картине будет наложено условие, которому подчинено распределение интенсивности в каждом интерферирующем пучке в отдельности. Таким образом, окончательное распределение интенсивности света по направлениям φ в интерференционной картине от двух щелей будет иметь вид, изображенный на рис. 4. На этом рисунке пунктиром показана огибающая дифракционных максимумов; она воспроизводит (в произвольном масштабе) то распределение интенсивности света, дифрагировавшего на отдельной щели, о котором говорилось выше. Рисунок сделан в предположении, что расстояние между щелями в три раза больше ширины каждой щели.



Напомним, что распределение интенсивности света по направлениям φ после прохождения через дифракционную решетку будет описываться аналогичной функцией, только главные интерференционные максимумы станут более резкими и между ними расположится некоторое число дополнительных максимумов незначительной интенсивности.

В поле зрения наблюдателя интерференционная картина, видимая в окуляр с большим увеличением, будет выглядеть так, как это показано на рис.2а, т.е. будет представлять собой систему параллельных интерференционных полос. Использование немонохроматического света от

лампочки накаливания приведет к тому, что упомянутые интерференционные полосы будут окрашены, кроме полосы, соответствующей нулевой разности хода. При соблюдении точной симметрии хода лучей и всей свойств нашей оптической системы ахроматической будет очевидно, средняя интерференционная полоса. Наличие такой белой полосы весьма удобно. Но перемещениям в поле зрения окуляра этой единственной неокрашенной светлой интерференционной полосы можно однозначно судить о сдвигах всей интерференционной картины в случае введения изучаемого объекта в один из пучков интерферометра.

Целесообразность использования цилиндрической линзы в окуляре прибора теперь легко разъясняется. Именно для удобства наблюдений нам нужно сильное увеличение интерференционной картины в направлении, перпендикулярном к узким и частым интерференционным полосам, получаемых в фокальной плоскости объектива F_2 от широко расставленных щелей A_1 и A_2 . Нужное увеличение дает цилиндрическая линза.

ЗАВИСИМОСТЬ ПОКАЗАНИЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ГАЗОВ ОТ ДАВЛЕНИЯ

Опыт и элементарная теория показывают, что показатель преломления вещества n зависит от его плотности ρ . Зависимость коэффициента преломления вещества от плотности называется рефракцией. Зависимость $n = f(\rho)$ может быть представлена соотношением следующего вида:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{\rho} = \text{const} \quad (5)$$

Для газов, находящихся при невысоких давлениях, написанное соотношение может быть упрощено. Поскольку в рассматриваемом случае (воздух) $n \approx 1$, можно написать:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{\rho} \approx \frac{2(n - 1)}{3\rho} = \text{const} \text{ или } \frac{n - 1}{\rho} = \text{const} \quad (6)$$

С другой стороны, из уравнения Менделеева-Клапейрона следует, что при $T = \text{const}$ плотность газа ρ пропорциональна давлению:

$$PV = \frac{m}{M}RT \text{ или } P = \frac{\rho}{M}RT \quad (7)$$

Учитывая это, выражение (6) можно записать в виде:

$$\frac{n - 1}{P} = \text{const} \quad (8)$$

Показатели преломления газов мало зависят от температуры (при температурах, недостаточных для оптического возбуждения атомов), т.е.

$$n_{P,t} \approx n_{P,0} \quad (9)$$

Для вывода формулы, определяющей коэффициент преломления $n_{P,t}$, воспользуемся формулой (8), применив это соотношение к газу, находящемуся под давлением P_t , и к тому же газу, находящемуся под давлением 760 мм рт. ст. Оба газа находятся при температуре $t = 0^\circ\text{C}$

$$\frac{n_{P,0} - 1}{P_0} = \frac{n_{760} - 1}{760} \text{ или } n_{P,0} = 1 + \frac{n_{760} - 1}{760} \cdot P_0 \quad (10)$$

Если в изохорическом процессе газ находится под давлением P_t при температуре t , то давление газа может быть приведено к его значению P_0 при 0°C с помощью следующего соотношения:

$$\frac{P_t}{1 + \frac{t}{273}} = P_0 \quad (11)$$

Подставив (11) в (10) и воспользовавшись соотношением (9), получим искомое соотношение:

$$n_{P,t} = 1 + \frac{n_{760} - 1}{1 + \frac{t}{273}} \cdot \frac{P_t}{760} \quad (12)$$

МЕТОДИКА И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Установка для решения поставленной задачи состоит из интерферометра ЛИР-1, водяного манометра, гофрированного цилиндра, служащего для изменения давления, кюветы с воздухом. Вращением рукоятки, расположенной над гофрированным цилиндром, можно в небольших пределах изменять давление в одной из кювет. Разность давлений в кюветах фиксируется водяным манометром.

При пользовании установкой необходимо следить, чтобы уровень воды в манометре не достигал верхнего уровня колена манометра. В том случае, если при фиксированном положении головки винта цилиндра уровень в манометре меняется со временем, необходимо обратиться к лаборанту.

Порядок выполнения работы:

1. Градуировка интерферометра

Перед началом измерений следует прокалить компенсатор и установить начало отсчета. Для этого открывают все воздушные краны манометрической системы и, выждав 2 – 3 минуты для установления равновесия, замечают деление барабана компенсатора, при котором системы интерференционных полос совпадают друг с другом. Совмещение производится по центральной нулевой полосе (она выделена с обеих сторон двумя темными полосами). Это деление барабана m_0 и является началом отсчета при последующих измерениях. Опыт необходимо провести несколько раз, чтобы убедиться, что результат повторяется (разброс в показаниях, не должен превышать одного деления по барабану).

Затем следует проградуировать барабан компенсатора. Для этого последовательно совмещать первую, вторую и т.д. до пяти подвижные полосы с нулевой полосой неподвижной картины и записывать соответствующие отсчеты по барабану. При смещении верхней картины на одну полосу разность хода меняется на длину волны. При градуировке нужно использовать максимум полос, наблюдаемых в окуляре. Результаты изображаются на графике $m(\delta)$, где m – отсчет по барабану, δ – разность хода в λ .

II. Ход работы

1. Включите осветительную лампу интерферометра в сеть и убедитесь, что в окуляре видны две системы интерференционных полос.

2. Откалибруйте компенсатор согласно разделу I. Постройте градуировочный график.

3. Соедините кювету прибора с насосом и манометром.

4. Вращением головки компенсатора, каждый раз заново, 5 раз привести к совпадению по вертикали верхнюю и нижнюю интерференционные картины, записывая в каждом случае отсчеты по шкале и головке компенсатора и определить среднее значение нулевого отсчета m_0 .

5. Медленно вращая рукоятку гофрированного цилиндра, изменить давление в измерительной кювете через каждые 20 мм водяного столба. Записать результирующее давление в измерительной кювете:

$$P_{\text{изм}} = P_{\text{возд}} + \Delta P_i \quad (13)$$

Значение $P_{\text{возд}}$ отсчитать по барометру, находящемуся в лаборатории.

ПРИМЕЧАНИЕ. При определении $P_{\text{изм}}$ необходимо помнить, что шкала барометра проградуирована в мм рт. ст., а избыточное давление ΔP_i в условиях опыта измеряется в мм вод. ст.

6. После каждого повышения давления, также несколько раз, не касаясь трубы интерферометра, привести при помощи компенсатора

подвижную интерференционную картину к совпадению с неподвижной, снимая каждый раз показания микрометрического винта и определяя среднее значение m_k .

По калибровочному графику найдите разность хода δ_i для каждого значения давления ΔP_i .

7. Вычислив по формуле (4) Δn_i для каждого значения давления ΔP_i . Длина кюветы L указана на установке.

8. Так как $\Delta n_i = n_i - n_{\text{возд}}$, то легко найти n_i :

$$n_i = n_{\text{возд}} + \Delta n, \quad (14)$$

Ввиду того, что значение коэффициента преломления воздуха зависит от давления, а в таблицах физических величин приводится значение $n_0 = 1,000294$ мм рт. ст. при температуре $t = 0^\circ\text{C}$ и давлении $P_0 = 760$ мм рт. ст., $n_{\text{возд}}$ в помещении можно найти, используя (12).

Используя формулу (14) и найденное значение $n_{\text{возд}}$, найдите значение n_i для каждого значения давления ΔP_i , и постройте график $n_i(P_i)$.

9. Данные измерений и расчетов привести в таблице:

№	m_0	m_k	$P_{\text{возд}}$, мм. рт. ст.	ΔP_i , мм. рт. ст.	$P_{\text{изм}}$, мм. рт. ст.	t , $^\circ\text{C}$	$n_{\text{возд}}$	n_i
1.								
2.								
3.								
4.								
5.								

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Назовите методы создания когерентных источников.
2. Каковы физические основы использования интерферометров в качестве измерительных приборов?
3. Опишите конструкцию и область применения основных видов интерферометров (Майкельсона, Жамена, Саньяка, Фабри-Перо, Рэлея)
4. Для каких целей, кроме измерения показателей преломления могут быть использованы интерферометры?
5. Как зависит точность измерений от длины волны источника, от его монохроматичности?

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландсберг Г.С. Оптика, М., Наука, 1976, с. 150 – 234.
2. Калитеевский Н.И. Волновая оптика. М., Высшая школа, 1978, с. 205 – 301.
3. Крауфорд Ф. Волны. М., Наука, 1976, с. 404 – 487.
4. Матвеев А.Н. Оптика. М., Высшая школа, 1985, с. 208 – 235.
5. Бутиков Е.Н. Оптика. М., Высшая школа, 1986, с. 268 – 328.
6. Руководство к лабораторным занятиям по физике. /Под ред. Л.Л. Гольдина. М., Наука, 1973, с. 381 – 387.
7. Физпрактикум «Электричество и оптика», /Под ред. В.И. Ивероной, М., Наука, 1986, с. 456 – 493.
8. Алешкевич В. А. Москва 2010 <http://elibrary.ru/item.asp?id=20246143>
9. Савельев, Игорь Владимирович (1913-1999)
Курс общей физики: в 3 т. : учеб. пособие для студентов вузов, И. В. Савельев. - 6-е изд., стер.. - Санкт-Петербург: Лань. -

Т. 2: Электричество и магнетизм; Волны ; Оптика. - 2006. с. 493-496.

10.Кингсеп, Александр Сергеевич . Курс общей физики: учебник для студентов вузов : в 2 т./ Александр Сергеевич Кингсеп; А. С. Кингсеп, Г. Р. Локшин, О. А. Ольхов. - 2-е изд., испр.. - Москва: Физматлит. -

Т. 1: Механика. Электричество и магнетизм. Колебания и волны. Волновая **ОПТИКА**. - Москва: Физматлит, 2007. - 706 с.;

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №5

ИЗУЧЕНИЕ ДИФРАКЦИИ В ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ЛУЧАХ

Цель работы: Исследование дифракции Фраунгофера на щели и дифракционной решетке. Определение параметров дифракционной решетки: угловой и линейной дисперсии, разрешающей способности. Измерение ширины дифракционных максимумов и определение длины волны падающего излучения.

Приборы и принадлежности: Оптическая скамья, источник монохроматического излучения, линза, экран, щель переменной ширины, дифракционная решетка.

ВВЕДЕНИЕ

Дифракцией называется огибание волнами препятствий, встречающихся на их пути, или в более широком смысле – любое отклонение распространения волн вблизи препятствий от законов геометрической оптики. Благодаря дифракции волны могут попадать в область геометрической тени, огибать препятствия, проникать через небольшие отверстия в экранах и т.д.

Явление дифракции обусловлено волновой природой света. При решении задач, связанных с дифракцией (т.е. при решении задач о распространении света за непрозрачными экранами и отверстиями в них) широко применяется принцип Гюйгенса-Френеля, позволяющий получить удовлетворительное решение этих задач наиболее элементарным способом.

Принцип Гюйгенса-Френеля сводится к следующим утверждениям: каждая точка волнового фронта световой волны является источником вторичных волн; вторичные волны когерентны и интерферируют между собой; интенсивность световой волны в некоторой точке пространства является результатом интерференции вторичных волн, дошедших до данной точки.

Принцип Гюйгенса-Френеля является основным постулатом волновой оптики. Справедливость этого постулата подтверждается совпадением результатов наблюдения и выводов, полученных на его основе.

Рассмотрим два вида дифракции:

1. Точечный источник света и точка наблюдения находятся на конечном расстоянии от препятствия. Этот случай дифракции соответствует сферическому фронту волны, падающей на препятствие, и называется дифракцией Френеля.

2. Точечный источник света находится настолько далеко от препятствия, что лучи, падающие на препятствие, можно считать параллельными. Этот тип дифракции (в параллельных лучах) называется дифракцией Фраунгофера.

КРАТКАЯ ТЕОРИЯ ДИФРАКЦИЯ ОТ ОДНОЙ ЩЕЛИ

Пусть параллельный пучок монохроматического света падает нормально на непрозрачный экран Э, в котором имеется узкая щель ВС шириной b , рис.1. Согласно принципу Гюйгенса-Френеля все точки щели будут источниками вторичных волн, колебания в которых происходят в одной фазе, т.к. плоскость фронта совпадает с плоскостью щели.

Рассмотрим волны, распространяющиеся от точек плоскости щели ВС в направлении, составляющем с первоначальным угол φ . Если на

пути лучей поставить линзу L с фокусным расстоянием F , оптическая ось которой перпендикулярна плоскости экрана $\mathcal{E}$, то все лучи, идущие под углом φ , соберутся в фокальной плоскости, в точке F_φ .

Линза обладает замечательным свойством – она не создает дополнительной разности фаз между лучами, собираемыми в одной точке изображения. Вследствие этого оптические пути лучей, соответствующих фронту BD и пришедших в точку F_φ будут одинаковы или таутохронны.

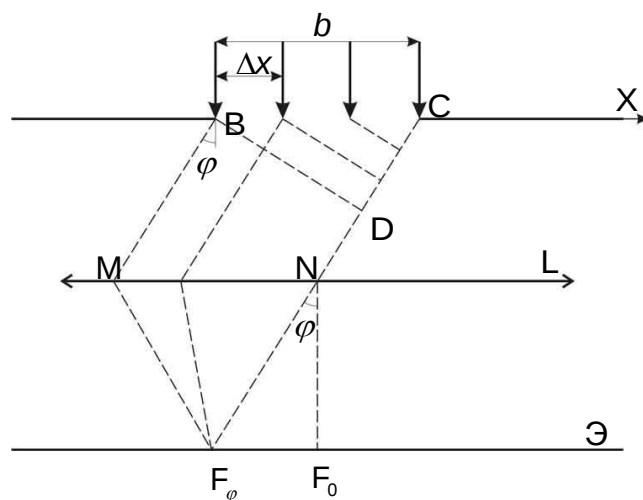


Рис. 1.

Для расчета интерференционной картины в точке F_φ применим метод зон Френеля. Для этого мысленно разделим BC на ряд зон шириной $\Delta x = \frac{\lambda}{2 \sin \varphi}$. Тогда, как видно из рис.1, лучи идущие от соответственных точек соседних зон (например, от их краев), придут в точку F_φ с разностью хода

$$\Delta = \Delta x \sin \varphi = \frac{\lambda}{2} \quad (1)$$

т.е. в противофазе. Это значит, что волны, пришедшие в точку F_φ от соседних зон, гасят друг друга.

Число зон Френеля Z , укладывающихся на ширине щели b в зависимости от угла дифракции φ , будет различным:

$$Z = \frac{b}{\Delta x} = \frac{b \sin \varphi}{\lambda/2} \quad (2)$$

Разность хода лучей, идущих под углом φ от краев щели, определяется выражением:

$$\Delta = b \sin \varphi \quad (3)$$

Для углов φ , под которыми видно целое число зон, возможны случаи:

1. $Z = 0$, что соответствует $\varphi = 0$. Колебания от всех участков щели придут в точку $F_\varphi = F_0$ в одинаковой фазе $\Delta = 0$, образуя центральный максимум (максимум нулевого порядка).

2. Число зон Френеля четное.

$$Z = \pm 2m, \Delta = b \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2}, (m = 1, 2, 3, \dots) \quad (4)$$

В точках фокальной плоскости, для которых выполняется условие (4), будут наблюдаться темные полосы (дифракционные минимумы).

3. Число зон Френеля нечетное (кроме $Z = 1$).

$$Z = \pm(2m + 1), \Delta = b \sin \varphi = \pm(2m + 1) \frac{\lambda}{2}, (m = 1, 2, 3, \dots) \quad (5)$$

В точках фокальной плоскости, удовлетворяющих условию (5), будут наблюдаться дифракционные максимумы.

Знак $\pm$ указывает на то, что $\max$ и $\min$ будут располагаться по обе стороны от центрального максимума под углами φ и $-\varphi$. Углы, под которыми видна только одна зона ($Z = 1$) находятся из условия:

$$\sin \varphi = \frac{\lambda}{2b}. \quad (6)$$

Для углов, под которыми на щели будет укладываться не целое число зон Френеля, будет наблюдаться промежуточная освещенность.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ В ДИФРАКЦИОННОЙ КАРТИНЕ

Интенсивность побочных max ($m=1,2,3,\dots$) будет меньше интенсивности центрального max . Это видно из того, что с увеличением φ ширина зоны Френеля $\Delta x = \frac{\lambda}{2 \sin \varphi}$ уменьшается, следовательно, с увеличением угла φ уменьшается и поток энергии в данном направлении.

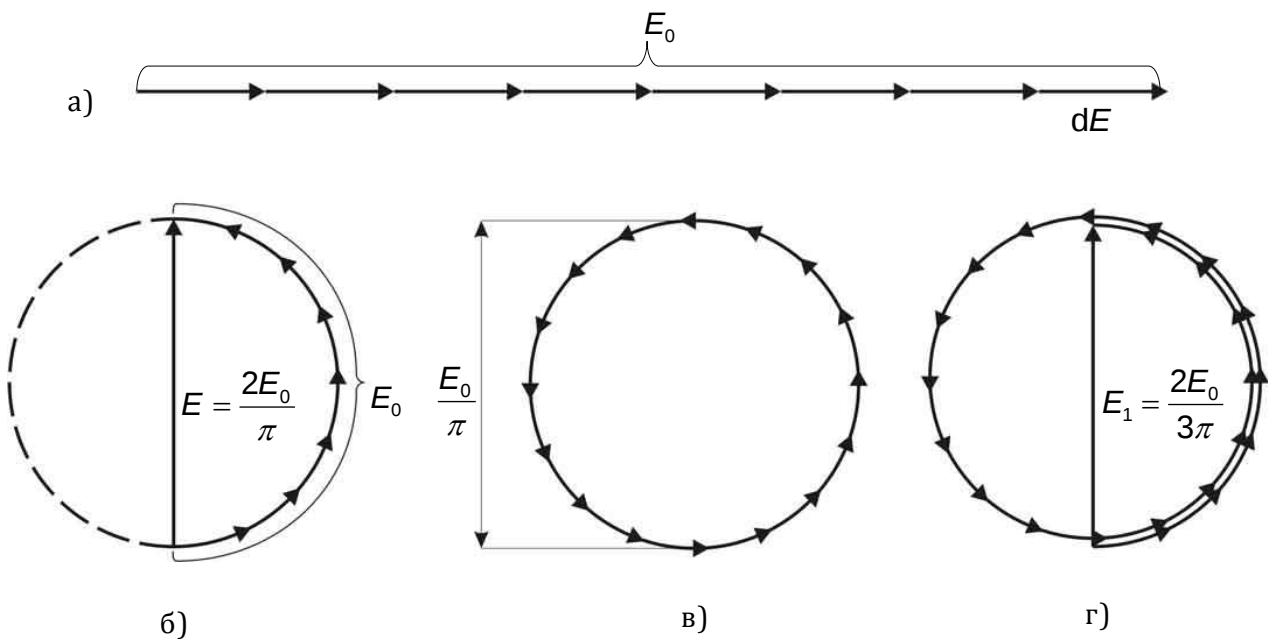


Рис. 2.

Задача об интенсивностях в максимумах при дифракции Фраунгофера от одной щели может быть решена методом графического сложения амплитуд. Разобьем открытую часть волновой поверхности падающей волны на одинаковые по величине очень узкие зоны dx .

Амплитуды колебаний dE от каждой зоны dx одинаковы и колебание данной зоны отстает по фазе от колебания предыдущей зоны на одну и ту же величину δ , зависящую от угла φ . При $\varphi = 0$ разность фаз соседних зон равна 0 и векторная диаграмма имеет вид, показанный на рис. 2а. Амплитуда результирующего колебания E равна алгебраиче-

ской сумме амплитуд складываемых колебаний. Если разность фаз колебаний, соответствующих краям щели равна π (что соответствует $Z = 1$), векторы dE располагаются вдоль полуокружности (рис. 2б) длиной E_0 . Следовательно, для результирующей амплитуды E получаются значения $\pi R = \frac{\pi E_0}{2} = E_0$, откуда

$$E = \frac{2E_0}{\pi}. \quad (7)$$

В случае, когда $b \sin \varphi = \lambda$ ($Z = 2$), колебания от краев щели отличаются по фазе на 2π . Соответствующая диаграмма изображена на рис. 2в. Векторы dE_0 располагаются вдоль окружности длиной E_0 . Результирующая амплитуда равна нулю, т.е. имеет место первый минимум. Первый побочный max ($Z = 3$) наблюдается при условии $b \sin \varphi = \frac{3\lambda}{2}$. В этом случае колебания от краев щели по фазе на 3π . Строя последовательно векторы dE , мы обойдем полтора раза окружность диаметром $E_1 = \frac{2E_0}{3\pi}$ (рис. 2г). Таким образом, амплитуда E_1 первого максимума составит $\frac{2}{3\pi}$ от амплитуды E_0 нулевого максимума. Учитывая, что интенсивности света пропорциональны квадратам амплитуд электрического поля волны, получим:

$$I_0 : I_1 : I_2 : I_3 : \dots = 1 : \left(\frac{2}{3\pi}\right)^2 : \left(\frac{2}{5\pi}\right)^2 : \left(\frac{2}{7\pi}\right)^2 : \dots = 1 : 0,045 : 0,016 : 0,008 : \dots \quad (8)$$

То есть интенсивность побочных максимумов по сравнению с интенсивностью нулевого максимума убывает очень быстро.

Таким образом, центральный максимум значительно превосходит по интенсивности остальные максимумы; в нем сосредоточена основная доля светового потока, прошедшего сквозь щель.

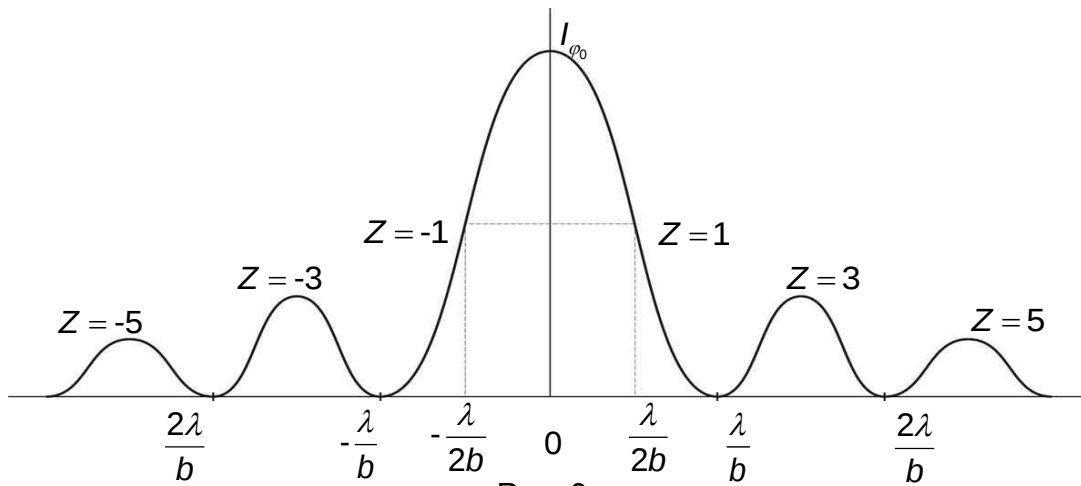


Рис. 3.

График интенсивности дифракционной картины от одной щели (без соблюдения масштаба по вертикали) изображен на рис. 3.

ШИРИНА ЦЕНТРАЛЬНОГО МАКСИМУМА ПРИ ДИФРАКЦИИ НА ОДНОЙ ЩЕЛИ

Определим ширину центрального максимума. Значение угла φ , соответствующие краям центрального максимума, удовлетворяют условию первого min:

$$b \sin \varphi_1 = \pm \lambda \quad (9)$$

Следовательно, угловые размеры его равны:

$$\delta\varphi = 2\varphi_1 = 2 \arcsin \frac{\lambda}{b} \quad (10)$$

Линейные размеры центрального максимума в фокальной плоскости линзы L определяется из условия:

$$h = 2F \cdot \operatorname{tg} \varphi_1 = 2F \frac{\sin \varphi_1}{\sqrt{1 - \sin^2 \varphi_1}} \quad (11)$$

Подставляя значение $\sin \varphi_1$ из условия первого min (9), получим:

$$h = 2F \frac{\lambda}{\sqrt{b^2 - \lambda^2}} \approx 2F \frac{\lambda}{b} \quad (\text{при } b \gg \lambda) \quad (12)$$

Как видно из формулы (12), с уменьшением ширины щели ширина центрального максимума увеличивается и при $b \rightarrow \lambda$, $h \rightarrow \infty$, т.е. центральный максимум захватывает весь экран, а освещенность экрана спадает от центра к краям, приближаясь к нулю.

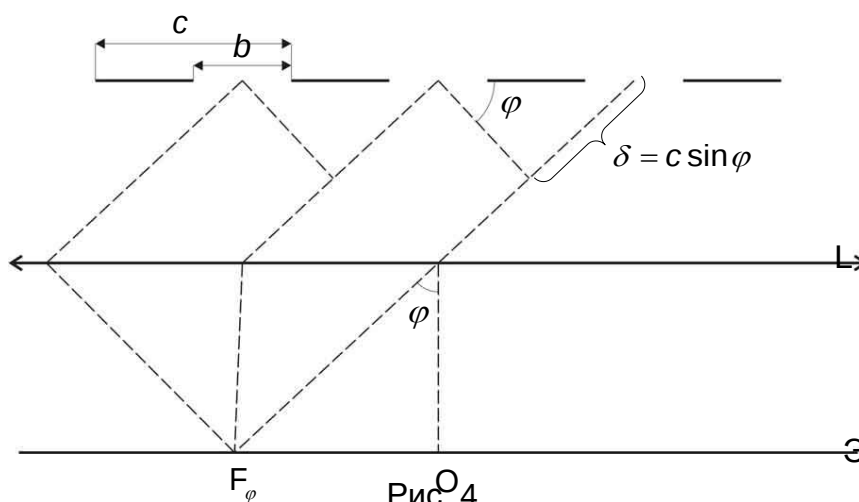
При увеличении ширины щели положение первых минимумов приближается к центру картины. Центральный максимум становится резче и резче. При этом увеличивается его интенсивность. При широкой щели ($b \gg \lambda$) в центре получится ее резкое изображение.

Общее число m максимумов для данной щели по одну сторону от нулевого максимума определяется из условия:

$$b \sin \varphi = (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (\text{при } \varphi = \pi/2) \quad (13)$$

ДИФРАКЦИОННАЯ РЕШЕТКА. ДИФРАКЦИЯ ОТ МНОГИХ ЩЕЛЕЙ

Дифракционной решеткой называется совокупность большого числа параллельных щелей, отстоящих друг от друга на одинаковых расстояниях (рис. 4)



Суммарная ширина темного и светлого промежутка называется постоянной или периодом решетки (c).

Выясним характер дифракционной картины, получающейся на экране при падении на решетку перпендикулярно к ней плоской световой волны. Каждая из щелей даст на экране картину описываемую графиком, изображенном на рис. 3. Параллельные лучи от всех щелей придут в одно и то же место экрана (независимо от положения решетки центральный максимум лежит против центра линзы).

Если бы волны, приходящие в т. F_φ от разных щелей, были некогерентны, результирующая картина от N щелей отличалась бы от картины, создаваемой одной щелью, лишь тем, что интенсивности всех максимумов возросли бы в N раз. Однако, волны, идущие от различных щелей, являются когерентными, поэтому для нахождения результирующей интенсивности нужно найти фазовые соотношения между световыми пучками, идущими от разных щелей.

Для учета результата интерференции лучей, идущих от разных щелей, также как и в случае с одной щелью, разобьем открываемую щелями часть волновой поверхности на узкие зоны. Амплитудное значение напряженности электрического поля, создаваемого в т. F_φ экрана i -ой зоной, обозначим $\Delta \vec{E}_{i\varphi}$. Тогда вектор амплитуды результирующей волны, можно представить следующим образом:

$$\vec{E}_\varphi = \sum_{\text{по всем щелям}} \Delta \vec{E}_i = \sum \Delta \vec{E}_{i_1\varphi} + \sum \Delta \vec{E}_{i_2\varphi} + \dots + \sum \Delta \vec{E}_{i_n\varphi} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots + \vec{E}_n = \sum \vec{E}_{n\varphi} \quad (14)$$

где $\vec{E}_{n\varphi}$ – вектор напряженности электрического поля, создаваемого в т. F_φ n -ой щелью. Модули этих векторов одинаковы и зависят от угла φ . Каждый следующий вектор $\vec{E}_{n\varphi}$ повернут относительно предыдущего $\vec{E}_{(n-1)\varphi}$ на один и тот же угол, равный разности фаз волн, возбуждаемых соседними щелями.

Для направлений, удовлетворяющих условию:

$$\Delta = b \sin \varphi = \pm k \lambda, \quad (k = 1, 2, 3, \dots) \quad (15)$$

Все $\vec{E}_{n\varphi}$ равны нулю. Амплитуда результирующей волны также будет равна нулю. Таким образом, условие минимума для одной щели является условием минимума и для решетки.

Если разность хода соответственных лучей от двух соседних щелей Δ удовлетворяющих условию

$$\Delta = c \sin \varphi = \pm m \lambda, \quad (m = 1, 2, 3, \dots) \quad (16)$$

что соответствует разности фаз $\pm 2\pi m$:

$$\delta = 2\pi = \frac{2\pi}{\lambda} c \sin \varphi = \pm 2\pi m, \quad (17)$$

то волны, идущие от соседних щелей, взаимно усиливают друг друга, вследствие чего амплитуда колебаний в точке экрана F_φ будет равна:

$$E_{\max} = N E_{n\varphi} \quad (18)$$

Формула (16) определяет положение максимумов интенсивности, называемых главными. Число m определяет порядок главного максимума. Поскольку интенсивность пропорциональна квадрату амплитуды волны, на основании формулы (18) будем иметь:

$$I_{\max} = N^2 I_\varphi \quad (19)$$

где I_φ – интенсивность в максимуме, создаваемая лучами, идущими под углом φ от одной щели.

Кроме максимумов, определяемых условием (16), в промежутках между соседними главными максимумами имеется $(N - 1)$ вторичных минимумов, между которыми располагаются вторичные максимумы. Эти минимумы возникают в тех направлениях, для которых волны, идущие от соседних щелей, гасят друг друга. Можно показать, что направление вторичных минимумов определяется условием:

$$c \sin \varphi = \pm \frac{k'}{N} \lambda, \quad (k' = 1, 2, 3, \dots, N - 1, N + 1, \dots, 2N - 1, 2N + 1, \dots) \quad (20)$$

здесь k'' принимает любые целочисленные значения, кроме $0, N, 2N, \dots$ т.е. кроме тех, при которых условие вторичных минимумов (20) переходит в условие максимума (16).

Таким образом, дифракционная картина, получающаяся от решетки (без соблюдения масштаба по вертикали), имеет вид:

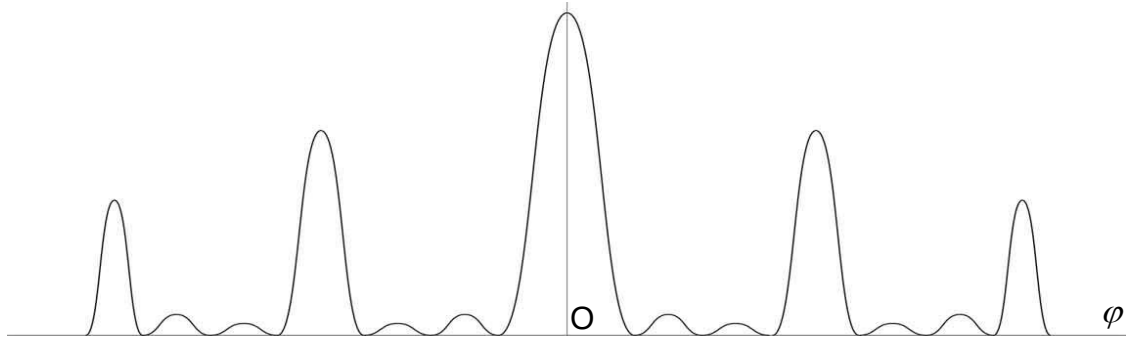


Рис. 5.

Из формулы (15) и (16) следует, что главный максимум m -го порядка придется на k -ый минимум, если будет выполнено равенство:

$$\frac{m}{c} = \frac{k}{b} \text{ или } \frac{m}{k} = \frac{c}{b} \quad (21)$$

Это возможно, если c/b равно отношению целых чисел m и k . Тогда главный максимум m -го порядка наложится на k -ый минимум от одной щели, максимум $2m$ -го порядка на $2k$ -ый минимум и т.д. в результате чего главные максимумы порядков $m, 2m, 3m$ и т.д. будут отсутствовать. Обычно отношение $c/b = 2$. В этом случае будут отсутствовать все четные главные максимумы.

Наивысший порядок главных максимумов может быть определен из соотношения $c \sin \varphi = m\lambda$ при $\sin \varphi = 1$. Таким образом, $m \leq c/\lambda$.

ШИРИНА ЦЕНТРАЛЬНОГО МАКСИМУМА ПРИ ДИФРАКЦИИ НА РЕШЕТКЕ

Найдем угловую ширину $\delta\varphi_0$ и линейные размеры h центрального максимума при дифракции от многих щелей. Положение примыкающих к нему дополнительных минимумов определяется условием:

$$c \sin \frac{\varphi_0}{2} = \pm \frac{\lambda}{N} \quad (22)$$

Угловые размеры центрального максимума:

$$\delta\varphi_0 = 2 \arcsin \frac{\lambda}{cN} \quad (23)$$

Линейные размеры центрального максимума в фокальной плоско-

сти линзы будут равны: $h = 2F \operatorname{tg} \frac{\varphi_0}{2} = 2F \frac{\sin \frac{\varphi_0}{2}}{\sqrt{1 - \sin^2 \frac{\varphi_0}{2}}}$, т.к. $\sin \frac{\varphi_0}{2} = \frac{\lambda}{cN}$, то

$$h = 2F \frac{\lambda}{cN \sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{c^2 N^2}}} = 2F \frac{\lambda}{\sqrt{c^2 N^2 - \lambda^2}} \approx 2F \frac{\lambda}{cN} = 2F \frac{\lambda}{L}, \quad (23)$$

где $L = cN$ – длина дифракционной решетки. Следовательно, угловая ширина главных max уменьшается с увеличением длины решетки.

Расстояние ℓ между серединой центрального максимума и m -тым максимумом, наблюдаемом под углом φ , определится выражением:

$$\ell = F \operatorname{tg} \varphi = F \frac{\sin \varphi}{\sqrt{1 - \sin^2 \varphi}} \quad (25)$$

Подставив значение $\sin \varphi = \frac{m\lambda}{c}$, получим

$$\ell = F \frac{m\lambda}{\sqrt{c^2 - m^2 \lambda^2}} \quad (26)$$

ДИСПЕРСИЯ И РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ

Основные характеристики дифракционной решетки – ее дисперсия и разрешающая сила. Различают угловую и линейную дисперсии решетки. Угловой дисперсией называется величина, определяющая скорость изменения угла дифракции в зависимости от длины волны:

$$D_{\varphi} = \frac{d\varphi}{d\lambda} \quad (27)$$

Продифференцировав выражение (16), получим:

$$D_{\varphi} = \frac{m}{c \cdot \cos \varphi} \quad (28)$$

Для небольших углов $\cos \varphi \approx 1$, следовательно:

$$D_{\varphi} = \frac{m}{c} \quad (29)$$

Линейной дисперсией называют величину, определяющую скорость изменения линейных размеров дифракционной картины в зависимости от длины волны:

$$D_{\ell} = \frac{d\ell}{d\lambda} \quad (30)$$

Из рис.6 видно, что при небольших углах φ $\ell = F\varphi$. Дифференцируя это выражение, получим:

$$d\ell = Fd\varphi \quad (31)$$

$$\frac{d\ell}{d\lambda} = F \frac{d\varphi}{d\lambda} = FD_{\varphi} \quad (32)$$

$$D_{\ell} \approx F \frac{m}{c} \quad (33)$$

При спектральном разложении света с помощью дифракционной решетки каждая монохроматическая компонента будет представлена в

виде дифракционной картины, главные максимумы которой будут сдвинуты относительно друг друга в соответствии с условием (16).

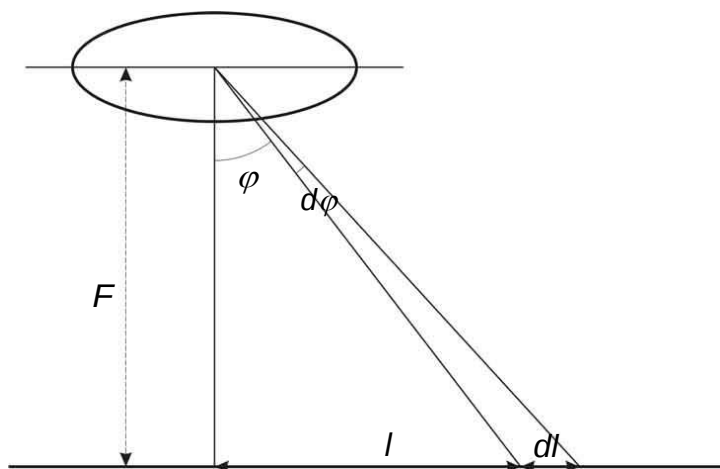


Рис. 6.

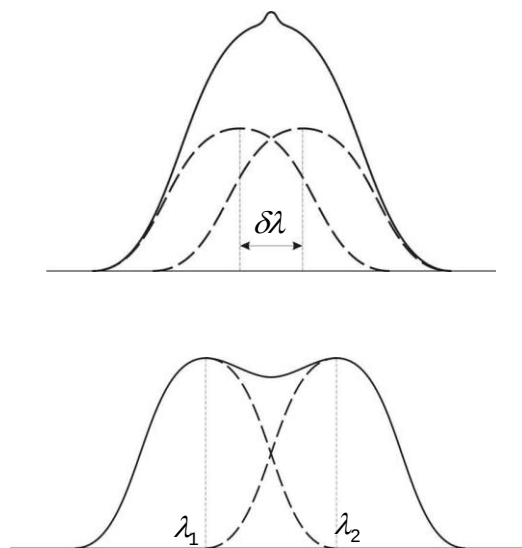


Рис. 7.

Таким образом, в m -ном порядке спектра каждой монохроматической компоненте будет соответствовать свой дифракционный максимум. Возможность разрешения, т.е. раздельного восприятия на экране двух близких спектральных линий, зависит не только от расстояния между ними, которое определяется дисперсией прибора, но и от ширины спектрального максимума.

На рис.7 показано результирующее распределение интенсивности (сплошные кривые), наблюдающееся при наложении двух близких максимумов (пунктирные кривые). В случае а) оба максимума воспринимаются как один, в случае б) - раздельно.

Согласно критерию Релея, спектральные линии считаются полностью разрешенными, если середина одного максимума совпадает с краем соседнего (рис.7). В этом случае провал между максимумами составляет около 20%.

Разрешающей силой дифракционной решетки называется безразмерная величина $R = \lambda / \delta\lambda$ удовлетворяющая критерию Релея

$$\left(\lambda = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2} \approx \lambda_1 \approx \lambda_2, \delta\lambda = |\lambda_2 - \lambda_1| \right) \quad (35)$$

Положение середины m -го максимума для λ_1 определяется условием

$$c \sin \varphi_1 = m\lambda_1 \quad (36)$$

Края m -го максимума для λ_2 расположены под углами

$$c \sin \varphi_2 = \left(m \pm \frac{1}{N} \right) \lambda_2 \quad (37)$$

Середина максимума для длины волны $\lambda_1 = (\lambda_2 + \delta\lambda)$ совпадает с краем

m -го вторичного минимума для λ_2 в том случае, если $\varphi_1 = \varphi_2$, т.е.

$$m(\lambda_2 + \delta\lambda) = \left(m + \frac{1}{N} \right) \lambda_2 \quad (38)$$

Откуда $m \cdot \delta\lambda = \lambda_2 / N$. Учитывая, что $\lambda_1 \approx \lambda_2 \approx \lambda$ получим:

$$R = mN. \quad (39)$$

Таким образом, разрешающая способность тем больше, чем выше порядок спектра m и чем больше число штрихов N .

МЕТОДИКА И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для изучения дифракции в параллельных лучах применяется установка, изображенная на рис.8.

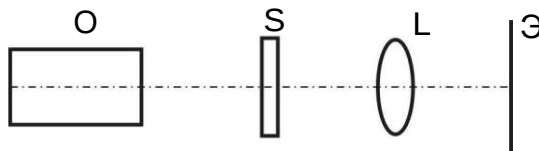


Рис. 8.

Свет от источника монохроматического излучения О падает на щель S, фокусируется в фокальной плоскости линзы L и рассматривается на экране Э. Дифракционная картина, обусловлена дифракцией Фраунгофера, возникающей при прохождении параллельного пучка света через щель S.

Порядок выполнения работы:

1. Дифракции от одной щели

1. Произвести тщательную юстировку всей установки, добиваясь, чтобы в поле зрения микроскопа получилось резкое изображение щели коллиматора (исследуемые щели при этом должны быть сняты).

2. Изучению подлежит пространственное распределение максимумов и минимумов наблюдаемых дифракционных картин. Приступая к наблюдению дифракции, нужно иметь в виду следующие обстоятельства.

- Во-первых, при наблюдении дифракции на объекте с малым числом щелей резко уменьшается световой поток, попадающий в объектив.
- Во-вторых, может оказаться, что при наблюдении дифракционной картины от одной узкой щели, или от небольшого числа щелей, де-

ления окулярного микрометра будут плохо заметны на фоне дифракционной картины. В таком случае нужно временно выдвинуть рамку со светофильтром и, пользуясь дифракционной картиной в белом свете, привести перекрестие на середину центрального максимума. После этого, поставив на место светофильтр, уже нетрудно заметить деление микрометра, совпадающие с близлежащими минимумами. Все наблюдения дифракционной картины вследствие малой интенсивности нужно вести в затемненной комнате, исключив попадание света от посторонних источников.

- В-третьих, нужно иметь в виду, что резкость дифракционной картины никогда, по самому существу дела, не может быть такой же, как у изображения щели коллиматора при его прямом попадании в трубу микроскопа.

3. Поместив соответствующий рейтер с раздвижной щелью, провести несколько раз качественные наблюдения дифракционной картины в красном свете, изменяя ширину раздвижной щели. Следует начинать с широкой щели, когда видна многолинейчатая дифракционная картина, и уменьшая ширину щели, заканчивать, когда в поле зрения окуляра виден только один широкий и слабый дифракционный максимум.

4. Измерить ширину центрального дифракционного максимума для 3-х различных ширин щели, и, пользуясь формулой (12), вычислить ширины щели b . Результаты измерений и вычислений занести в таблицу 1:

Таблица 1.

№	λ , м	F , м	h , дел	h , м	Δh , м	b , м	Δb , м
1.							
2.							
3.							
4.							
5.							

II. Дифракция от многих щелей

1. Заменить красный светофильтр на зеленый.
2. Помещая на пути луча поочередно решетки с пятью и пятнадцатью щелями, пронаблюдать изменение дифракционной картины с изменением числа щелей. Результаты объяснить в отчете.
3. Измерить расстояние ℓ от центрального максимума до первого, определив его как полусумму расстояний между первым правым и первым левым максимумом. Пользуясь формулой (26) вычислить длину волны света, пропускаемого в максимуме светофильтра.
4. Вычислить угловую, линейную дисперсии, а также разрешающую способность в первом и втором порядках исследуемых решеток.

Результаты измерений и вычислений занести в таблицу 2.

Таблица 2.

№	N	σ , штр/ мм	F , м	ℓ , дел	ℓ , м	$\Delta\ell$, м	λ , м	$\Delta\lambda$, м	D_φ , м ⁻¹	D_ℓ , м	R_1	R_2
1.												
2.												
3.												
4.												
5.												

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. В чем заключается принцип Гюйгенса-Френеля?
2. Определить явление дифракции. В чем различие дифракции Френеля и дифракции Фраунгофера?
3. Вывести условие максимумов и минимумов при дифракции на одной щели.
4. Почему при освещении щели или решетки «белым» светом главный максимум остается «белым», тогда как вся дифракционная картина цветной?
5. В чем отличие дифракционной картины, даваемой одной щелью и дифракционной решеткой?
6. Что называется угловой, линейной дисперсией, разрешающей способностью дифракционной решетки? От чего зависят эти параметры?
7. Что произойдет на экране, если перемещать перпендикулярно оптической оси линзу, решетку?

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландсберг Г.С. Оптика, М., Наука, 1976, с. 150 – 234.
2. Калитеевский Н.И. Волновая оптика. М., Высшая школа, 1978, с. 205 – 301.
3. Крауфорд Ф. Волны. М., Наука, 1976, с. 404 – 487.
4. Матвеев А.Н. Оптика. М., Высшая школа, 1985, с. 208 – 235.
5. Бутиков Е.Н. Оптика. М., Высшая школа, 1986, с. 268 – 328.
6. Руководство к лабораторным занятиям по физике. /Под ред. Л.Л. Гольдина. М., Наука, 1973, с. 381 – 387.
7. Физпрактикум «Электричество и оптика», /Под ред. В.И. Ивероной, М., Наука, 1986, с. 456 – 493.

8. Алешкевич В. А. Москва 2010 <http://elibrary.ru/item.asp?id=20246143>

8.Савельев, Игорь Владимирович (1913-1999)

Курс общей физики: в 3 т. : учеб. пособие для студентов вузов, И. В. Савельев. - 6-е изд., стер.. - Санкт-Петербург: Лань. -

Т. 2: Электричество и магнетизм; Волны ; Оптика. - 2006. с. 493-496.

9. Кингсеп, Александр Сергеевич . Курс общей физики: учебник для студентов вузов : в 2 т./ Александр Сергеевич Кингсеп; А. С. Кингсеп, Г.

Р. Локшин, О. А. Ольхов. - 2-е изд., испр.. - Москва: Физматлит. -

Т. 1: Механика. Электричество и магнетизм. Колебания и волны. Волновая **оптика**. - Москва: Физматлит, 2007. - 706 с.;