

Учреждение образования  
«Брестский государственный университет имени А.С. Пушкина»

Кафедра общей и теоретической физики

# ОБЩАЯ ФИЗИКА (ОПТИКА)

## ЭЛЕКТРОННЫЙ УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС

Для студентов специальности «Физика и информатика»

Брест  
БрГУ имени А.С. Пушкина  
2021



Начало

Содержание



Страница 1 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

УДК 539.1(072)  
ББК 22.383

Автор-составитель П.Б. Кац

## Рецензенты

Кафедра физики учреждения образования  
«Брестский государственный технический университет»  
(Заведующий кафедрой кандидат физико-математических наук, доцент

**Т.Л. Кушнер)**

Кандидат физико-математических наук, доцент кафедры методики  
преподавания физико-математических  
дисциплин УО «БрГУ им. А.С. Пушкина»

**А.С. Ивкович**

В учебно-методическом комплексе содержатся подробные тексты лекций согласно учебной программе по предмету, а также приведены планы практических занятий. По каждому занятию предлагаются теоретические вопросы, задачи для самостоятельного решения. В конце приведены справочные материалы и ответы. Указана необходимая литература.

Учебно-методический комплекс предназначен для студентов специальности «Физика и информатика».

**УДК 535**  
**ББК 22.34**



Начало

Содержание



Страница 2 из 274

Назад

На весь экран

Заккрыть

## Введение

Дисциплина «Общая физика» включает в себя пять разделов: «Механика»; «Молекулярная физика и термодинамика»; «Электричество и магнетизм»; «Оптика» и «Квантовая физика».

Общее количество часов, отводимое на изучение оптики на специальности Физика и информатика - 246, 126 аудиторных часов, из них 50 часов лекций, 38 часов практических занятий, 38 часов лабораторных занятий (5 семестр)

Оптика - составная часть курса общей физики. Поэтому оптика должна сохранить все черты общей физики, основу которой составляет экспериментальная физика, а теоретический материал должен быть представлен как обоснование того или иного оптического явления, либо в виде расчетных формул, позволяющих оценить величину той или иной характеристики. В то же время этот раздел является связующим звеном между общей физикой и теоретической физикой, призванный сформировать у студентов уровень знаний и компетенций, необходимых для изучения дисциплин физического профиля, богатых математическим аппаратом с использованием глубоких физических теорий и, прежде всего, электромагнитной теории света Максвелла. **Цель** курса - сформировать целостное представление о единстве широкого круга оптических явлений и обеспечить идеологический и фактологический базис для изучения атомной и квантовой физики.

Следует отметить, что существующая программа по физике средней школы не предусматривает систематического изложения фундаментальных представлений и закономерностей, связывающих широкий круг оптических явлений в единую целостную картину. Поэтому одной из задач данной программы является заполнение этого пробела, тем более, что наиболее эффективным каналом получения человеком информации является оптический.

Поскольку раздел оптики является частью классического курса физики, то основная часть программы сохраняет структуру классического курса оптики, построенную на последовательном изложении материала, охватывающего вопросы



Начало

Содержание



Страница 3 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

изучения свойств световых волн, законов их распространения и взаимодействия с веществом. При этом большое внимание уделяется не только способам и методам наблюдения оптических явлений, но и проявлению таких явлений в окружающем нас мире. Несколько расширены разделы, касающиеся развития современных представлений о процессах и явлениях современной оптики (голография, квантовая оптика, нелинейная оптика, лазерная физика).

Таким образом, основные **задачи** изучения курса оптики можно сформулировать следующим образом:

- *мировоззренческие и методологические* – сформировать у студентов единую, стройную, логически непротиворечивую физическую картину окружающего мира, учитывающую двойственную природу материальных объектов и доминирующую роль научного факта;
- *практические* – рассмотреть процесс последовательного развития модельных представлений о явлениях окружающего мира и научить студентов использовать приближенные модели для решения конкретных задач различного уровня сложности;
- *исследовательские* – обучить студентов основам постановки и проведения физического эксперимента с последующим анализом и оценкой полученных результатов.

В усилении проблемно-исследовательской, практико-ориентированной направленности профессиональной подготовки студентов-физиков, активизации их самостоятельной работы по разрешению ситуаций, имитирующих профессиональные проблемы в будущей научной и производственной деятельности, главная роль отводится лабораторному практикуму и практическим занятиям.

В результате изучения учебной дисциплины студент должен:

**знать:**

- основы электромагнитной теории света;
- явления интерференции и дифракции;
- принципы генерации света;



Начало

Содержание



Страница 4 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

**уметь:**

- решать задачи геометрической и физической оптики;
- анализировать практически важные схемы интерференции и дифракции;

**владеть:**

- методами экспериментальных исследований явлений;
- методами обработки результатов экспериментальных исследований;
- математическими методами решения задач по оптике.

Итоговый контроль знаний осуществляется в форме зачета и экзамена.

Учебно-методический комплекс имеет следующую структуру:

- теоретический раздел (лекционный материал)
- практический раздел (практические занятия)
- раздел контроля знаний (задания к зачету, примерный перечень экзаменационных вопросов)
- вспомогательный раздел (приложения, портреты ученых, содержание учебного материала, тематический план)

Целями учебно-методического комплекса являются систематизация лекционного материала для его последующего использования на лабораторных и практических занятиях, повышение эффективности дистанционного обучения и возможность быстрой актуализации знаний к зачетам и экзамену.

Учебно-методический комплекс составлен на основе образовательного стандарта «Высшее образование первая ступень. Специальность 1-02 05 02 Физика и информатика. Квалификация преподаватель», утвержденного и введенного в действие постановлением министерства образования Республики Беларусь от 30.08.2013 № 87, учебного плана для специальности 1-02 05 02 Физика и информатика от 30.05.2019 г., № ФМ-25-19/уч., учебной программы «Общая физика. Учебная учреждения высшего образования программа по учебной дисциплине по специальности: 1-02 05 02 Физика и информатика, регистрационный № УД-20-009-19/уч.

[Начало](#)[Содержание](#)[Страница 5 из 274](#)[Назад](#)[На весь экран](#)[Закреть](#)

# Лекции по оптике

## Глава 1. Введение в оптику.

### §1.1 Предмет оптики. Основные этапы развития оптики. Электромагнитная и квантовая теории света. Волновые и корпускулярные свойства света

**Оптика** – раздел физики, изучающий свойства света и его взаимодействие с веществом. Под светом понимают **видимый свет** и примыкающие к нему инфракрасную и ультрафиолетовой области электромагнитного излучения.

Электромагнитный спектр делят на радиоволны, инфракрасное, видимое, ультрафиолетовое, рентген и (гамма)  $\gamma$ -излучение. Эти участки спектра различаются по способу генерации и приема излучения. Поэтому между ними нет резких переходов, сами участки перекрываются, а границы между ними условны.

**Радиоволны** – электромагнитное излучение с длиной волны  $\lambda >$  примерно 0,1 мм.

- 1) сверхдлинные (длина  $\lambda > 10$  км);
- 2) длинные ( $\lambda > 1$  км);
- 3) средние ( $\lambda > 100$  м);
- 4) короткие ( $\lambda > 10$  м);
- 5) УКВ ( $\lambda < 10$  м).

Последние подразделяют на метровые, дециметровые, миллиметровые и субмиллиметровые или **децимиллиметровые (терагерцовое излучение)**. Волны с длиной волны  $1\text{мм} < \lambda < 1$  м принято также называть **микроволнами** или волнами **СВЧ**.

Видимое, инфракрасное (ИК) и ультрафиолетовое (УФ) излучения составляет **оптическая область спектра**. Выделение такой области связано с близостью соответствующих участков спектра, и сходством методов и приборов,



Начало

Содержание



Страница 6 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

применяющихся для ее исследования (линзы и зеркала для фокусировки излучения, призмы, дифракционные решетки, интерференционные приборы для исследования спектрального состава излучения и пр.).

**Оптический спектр** занимает диапазон от условной границы **ИК** излучения ( $\lambda = 2$  мм) до условной **КВ** границы **УФ** ( $\lambda = 10$  нм)

Видимое излучение занимает приблизительно область 380 (фиолетовый) -780 нм (красный). Видение предметов осуществляется посредством отраженного света. Поэтому наиболее подходящим для зрения является интервал вблизи длины волны, на которую приходится максимум интенсивности солнечного излучения, т.е. длина волны  $\lambda \cong 0,5$  мкм, причем интервал должен быть таким, чтобы на него приходилась значительная часть полной энергии излучения. Этим условиям полностью удовлетворяет видимый диапазон электромагнитных волн, благодаря чему в результате эволюции именно в этом диапазоне развилась способность человека к зрению.

Рентгеновское излучение возникает при торможении быстрых заряженных частиц, а также в результате процессов, происходящих внутри электронных оболочек атомов. Гамма-излучение появляется в результате процессов, происходящих внутри атомов ядер, превращения элементарных частиц и при торможении быстрых заряженных частиц. Границы областей рентгеновского и гамма-излучения могут быть определены весьма условно. Длина рентгеновского излучения ( $\lambda = 10$  нм – 1 пм), гамма-излучения – менее 1 пм.

С увеличением циклической частоты волн усиливается проявление квантовых (корпускулярных) свойств излучения. Энергия светового кванта (фотона) определяется выражением  $E = h\nu$ , т.е. чем больше частота  $\nu$  и меньше длина  $\lambda$ , тем больше энергия фотона.

В конце XVII в. возникли две теории света. **Ньютон – теория истечения**: свет представляет собой поток световых частиц (корпускул), летящих от светящегося тела по прямолинейным траекториям. **Гюйгенс** выдвинул **волновую теорию**, рассматривающую свет как упругую волну в мировом эфире.



Начало

Содержание



Страница 7 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

В 18 в. большинство физиков придерживалось корпускулярной теории света. Начиная с XIX века, положение стало складываться в пользу волн теории благодаря работам **Юнга** и **Френеля**, исследовавших **интерференцию** и **дифракцию** света. Были исследованы явления поляризации, также объяснявшиеся волн теорией.

**Юнг** (1807) измерил на опыте длину световой волны. Тем самым в волновой теории было дано экспериментально обоснованное объяснение цветов света, которое связывало это явление с длиной волны. Опыты по поляризации света и интерференции поляризованных лучей показали, что световые волны **поперечные**.

Обе теории приводят к различной зависимости между показателем преломления и скоростью света в веществе. По теории истечения  $n = \frac{v}{c}$  (1), по волновой теории  $n = \frac{c}{v}$  (2).

В 1850 г. **Фуко** показал, что частота света в воде меньше, чем в воздухе, что согласуется с формулой (2).

В 60-х годах XIX в **Максвелл** установил законы электромагнитного поля, которые привели его к заключению, что свет - электромагнитные волны. После опытов **Герца** и **Лебедева**, получивших радиоволны, электромагнитная природа света получила признание.

**Теорию Максвелла**, формально вводящую параметры среды  $\epsilon$  и  $\mu$  в свои уравнения, нужно было дополнить связью этих параметров со строением вещества. Возникшая в конце XIX в. электронная теория строения вещества (**Лоренц**) позволила преодолеть ряд затруднений теории Максвелла.

После открытия Максвелла были предприняты попытки обнаружить движение Земли относительно эфира, начатые **Майкельсоном** в 1881 г. При изучении оптических и электродинамических явлений в движущихся средах обнаружили и другие расхождения теории эфира с опытом. Это привело **Эйнштейна** в 1905 г. к **теории относительности**, благодаря которой гипотеза механического эфира была оставлена.



Начало

Содержание



Страница 8 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

В конце XIX и в начале XX вв. ряд новых опытных фактов заставил вновь вернуться к представлению о фотонах. Было установлено, что свет имеет двойственную природу, сочетая в себе как волновые свойства, так и свойства, присущие частицам. В одних явлениях, таких как интерференция, дифракция и поляризация, свет ведет себя как волна, в других (фотоэффект, эффект Комптона) - как поток частиц (фотонов).

С 60-х годов 20 века в связи с изобретением лазера развивается нелинейная оптика, изучающая эффекты, вызываемые лазерным излучением в веществе.



*Начало*

*Содержание*



*Страница 9 из 274*

*Назад*

*На весь экран*

*Закреть*

### §2.1 Источники и приемники света.

В оптическом диапазоне основной механизм излучения - изменение энергии атомов или молекул при их переходах из одного энергетического состояния в другое. Излучение атома приближенно можно считать подобным излучению колеблющегося электрического диполя (заряженного **осциллятора**). Интенсивность излучения  $I \sim p_m^2 \omega^4 \sin^2 \theta / r^2$  (1)

$p_m$  - Амплитуда колебаний дипольного момента.  $\theta$  - угол между направлением колебаний и направлением в точку наблюдения.

За счет излучения осциллятор теряет энергию и его колебания затухают. Упрощенно можно считать, что атомные диполи испускают независимо друг от друга так называемые **цуги электромагнитных волн**- «обрывки» монохром волны число периодов которых определяется **добротностью** атомных осцилляторов

$$Q = \frac{\omega_0}{\Delta\omega}. \quad (2)$$

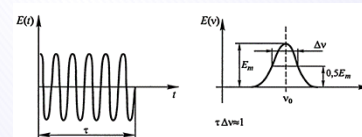
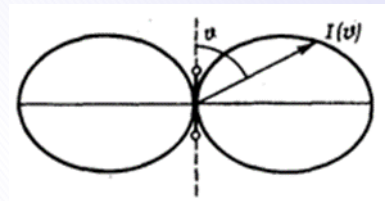
**Длительность цуга**  $\tau = QT_0$ , где  $T_0$  - период колебаний:  $T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0} = \frac{1}{\nu_0}$ ,

здесь  $\nu_0$  - частота колебаний. Так как  $Q = \frac{\omega_0}{\Delta\omega}$ , то  $\tau\Delta\omega = 2\pi$ , или  $\tau\Delta\nu \approx 1$ . (3).

Здесь  $\Delta\nu$  - **полоса частот** излученного цуга, не являющегося строго монохроматическим излучением

За время  $\tau$  электромагнитные колебания распространяются в вакууме на  $l = \tau c$ . Величина  $l$  называется **длиной цуга**.

С учетом (3) и соотношения  $|\Delta\nu| \frac{c}{\lambda^2} |\Delta\lambda|$ , ( $\Delta\lambda$  - интервал длин волн, соответствующий ширине спектра



Начало

Содержание



Страница 10 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

$\Delta\nu$ ) нетрудно показать, что  $\iota = \frac{c}{\Delta\nu} = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}$  (4)

Ширина спектральной линии, определяемая (2), называется **естественной шириной**. Естественная ширина линии может быть реализована в излучении неподвижного и изолированного атома. Факторы, приводящие к уширению линий, делят на две группы. Первая группа вызывает в излучении каждого атома одинаковое изменение линии излучения. Такое уширение - **однородное**. Вторая - вызывает в излучении отдельных атомов различные изменения линий излучения. Такое уширение линий излучения - **неоднородное**.

Пример однородное - **ударное уширение**. В газе при комнатной температуре и нормальном давлении, время, в течение которого излучение атома не нарушается столкновениями, имеет порядок  $\tau_0 \sim 10^{-11} \text{ с}$ . Время естественного излучения  $\sim 10^{-8}$ , в процессе излучения атом испытывает свыше сотни нарушений процесса излучения. При каждом таком нарушении фаза испускаемой волны изменяется случайным образом. Это приводит к уширению линии излучения. Ширина линий оказывается в рассматриваемых условиях примерно в 100 раз больше естественной ширины линии излучения. В направлении атома частота испущенного фотона увеличивается на  $\Delta\omega = \omega\nu/c$ , а при излучении в противоположном направлении - на столько же уменьшается. Это приводит к **доплеровскому уширению** спектральной линии. При комнатной температуре и нормальном давлении доплеровская ширина линии больше естественной ширины примерно на два порядка. Она равна при этих условиях по порядку величины ширине линий за счет ударного уширения.

Излучение, для которого выполняется условие  $\frac{\Delta\nu}{\nu_0} \ll 1$  называют **квазимонохроматическим**. Чтобы уменьшить ширину спектра излучения, необходимо или увеличить энергию излучения системы, или обеспечить согласованное излучение отдельных атомов. В лазерах удается реализовать эти пути. В специально стабилизированных лазерах удается получить ширину линии излучения 1 Гц и менее.



Начало

Содержание



Страница 11 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

Приемники оптического излучения делят на три группы: **фотоэлектрические, фотоэлектронные и тепловые.**

**Фотоэлектрические** приёмники используют внутренний фотоэффект и относятся к полупроводниковым приборам (фоторезисторы, фотодиоды, фототриоды, полупроводниковые фотоэлементы) .

В **фотоэлектронных приборах** электронный поток (луч) движется под действием электрического поля в вакуумном или газонаполненном приборе. Преобладающим физическим принципом действия является внешний фотоэффект (электривакуумные и газонаполненные фотоэлементы, **ФЭУ**(фотоэлектрический умножитель).

Работа **тепловых приёмников** основана на тепловом эффекте - падающее на чувствительный элемент оптическое излучение приводит к повышению его температуры и изменению параметра, от неё зависящего. (**болومتر** - фоточувствительный прибор, действие которого основано на изменении его электрического сопротивления при повышении температуры чувствительного элемента.

**Пироэлектрические приёмники** на основе **пироэлектрического эффекта** кристаллов - изменение поляризации кристалла в процессе изменения температуры на его гранях. Поляризация кристалла - пространственное разделение зарядов, сопровождающееся возникновением на одной из граней положительного заряда, а на другой - отрицательного.

**Термоэлектрические приёмники** – в основе работы лежит термоэлектрический эффект – возникновение термо-ЭДС при изменении температуры термоэлемента.

Любой приемник излучения имеет конечную инерционность, то все приемники света реагируют на **усредненный поток энергии - лучистый поток  $F$**  –энергия, переносимая электромагнитным излучением через некоторую поверхность в единицу времени. Пусть на приёмник падает энергия, переносимая электромагнитным



[Начало](#)

[Содержание](#)



[Страница 12 из 274](#)

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закрыть](#)

излучением через некоторую поверхность в единицу времени. В случае сплошного спектра действие его участка  $dF_\lambda$  на приемник характеризуется **абсолютной спектральной чувствительностью**  $S_\lambda$  – отношением реакции  $dS_\lambda$ , получаемой при падении па приемник лучистого потока  $dF_\lambda$ , к  $dF_\lambda$ :  $S_\lambda = \frac{dS_\lambda}{dF_\lambda}$  (5)

Отношение  $S_\lambda$  к ее  $S_m$  – **относительная спектральная чувствительность**:  
 $\sigma_\lambda = \frac{S_\lambda}{S_{\text{макс}}}$ . (6)

Приемники, реакция которых зависит от длины волны, – **избыточные (селективные)** – (фотоэлемент, фотопластина). Если избирательность слабо выражена в некоторых областях спектра, ею можно пренебрегать и приемники считают **нейтральными**.



Начало

Содержание



Страница 13 из 274

Назад

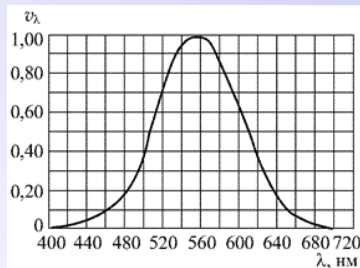
На весь экран

Закреть

## §2.2 Основные фотометрические величины и единицы их измерения. Функция видности. Механический эквивалент света. Фотометры.

**Глаз** – Пример селективного приемника. Воспринимает излучение 380-780 нм.

Относительная спектральная чувствительность глаза - **относительная видность (относительная спектральная световая эффективность монохроматического излучения)**  $V(\lambda)$ . График зависимости  $V(\lambda)$  – **кривая относительной видности**. Максимум при длине волны  $\lambda = 555$  нм (зеленый цвет). *Считается, форма кривой совпадает примерно со спектром солнечного излучения, рассеянного зелеными листьями.*



**Международная Осветительная Комиссия: световой поток** - лучистый поток, оцениваемый по зрительному ощущению.

$[\Phi] = 1$  лм - поток, посылаемый источником света в 1 кд внутри телесного угла ( $\Omega$ ) в 1 стерадиан (ср).

Основная световая величина: **сила света**.

**Кандела (кд)** - сила света источника, испускающего в заданном направлении монохроматическое излучение частотой  $5,4 \cdot 10^{14}$ , **сила излучения** которого в этом направлении  $1/683$  Вт/ср.

**Сила излучения** - отношение лучистого потока, распространяющегося от источника излучения внутри малого телесного угла  $d\Omega$ , содержащего рассматриваемое направление, к этому телесному углу.

Соответственно, световой поток  $d\Phi$  источника силой света  $I$  в данном направлении в элементарном телесном угле  $d\Omega$ , составляет  $d\Phi_\nu = I_\nu d\Omega$  (1).

Сила света имеет смысл для **точечного источника** (размеры намного меньше расстояния до точки наблюдения),



Начало

Содержание



Страница 14 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

Для **изотропного** источника сила света одинакова по всем направлениям и равна  $J = \frac{\Phi}{4\pi}$  (2).

В общем случае сила света зависит от направления, определяемого в ССК углами  $\varphi$  и  $\theta$

$$d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi,$$

$$d\Phi = J_{\theta,\varphi} \sin\theta d\theta d\varphi,$$

$$\Phi = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi j_{\theta,\varphi} \sin\theta d\theta \quad (3).$$

Заметим, что частоте  $5,4 \cdot 10^{14}$  Гц соответствует длине волны  $\lambda = 555$  нм и исходя из определения кд следует формула для пересчета:  $\Phi(\lambda) = 683 \text{ лм/Вт} \times V(\lambda) F(\lambda)$ . (5)

Для немонахроматического излучения

$$\Phi = 683 \text{ лм/Вт} \int_{380 \text{ нм}}^{780 \text{ нм}} V(\lambda) dF = 683 \text{ лм/Вт} \int_{380 \text{ нм}}^{780 \text{ нм}} V(\lambda) \frac{dF}{d\lambda} d\lambda \quad (6)$$

Отношение лучистого потока к световому потоку называется – **механический (энергетический) эквивалент света.**

**Освещенность E** определяется отношением светового потока  $d\Phi$ , падающего на элемент поверхности, к площади  $dS$  этого элемента:  $E_\nu = \frac{d\Phi_\nu}{dS}$ . (7)  $[E] = 1 \text{ лм/м}^2 = 1 \text{ лк}$ .

Найдем связь силы света и освещенности.  $E = d\Phi/dS = I \frac{dS \cos i}{(r^2 dS)} = \frac{J \cos i}{R^2}$  (10) **Закон освещенности**, созданный точечным источником (**закон обратных квадратов Кеплера**, (1604) основной закон фотометрии.

Для протяженных источников света вводят понятие светимости и яркости.

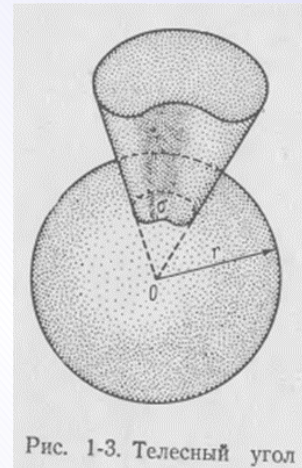
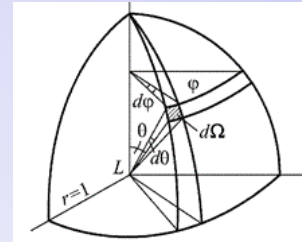


Рис. 1-3. Телесный угол



Начало

Содержание



Страница 15 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

**Светимость** - отношение  $d\Phi$ , использованного с  $dS$  элементом поверхности внутри телесного угла  $2\pi$ , к этой площади.  $R = \frac{dF}{dS}$  (8)  $[R] = 1 \text{ лм/м}^2$

**Яркостью** поверхности в рассматриваемом направлении называется отношение светового потока  $d\Phi$ , исходящего из площадки  $ds$  внутри телесного угла  $d\Omega$  в этом направлении, к произведению видимой величины площадки на угол  $d\Omega$ :

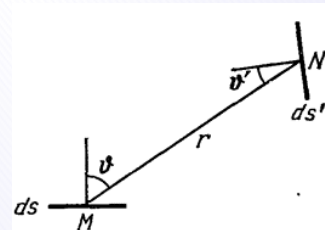
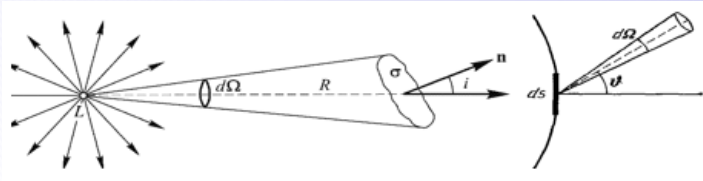
$$B_\theta = \frac{d\Phi}{d\Omega ds \cos \vartheta} = \frac{d\mathcal{F}}{ds \cos \vartheta}, \quad (11) \quad [B] = 1 \text{ кд/м}^2$$

Источники света, магнитная индукция  $\mathbf{B}$  которых не зависит от направления, называется **ламбертовыми**. Для матовых поверхностей, отражающих диффузно, приближенно соблюдается **закон Ламберта [Ламберт]** (поверхность колпака из молочного стекла, освещенного изнутри).

Из известной магнитной индукции можно найти сопротивление. Т.к. световой поток с единицы поверхности в телесный угол  $d\Omega$  равен  $d\Phi = B_\theta \cos \vartheta d\Omega$ , то  $K = \int B_\theta \cos \vartheta d\Omega = 2\pi \int_0^{\pi/2} B_\theta \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta$ .

Для ламбертовых источников магнитная индукция не зависит от угла  $\theta$  и ее можно вынести за знак интеграла и  $K = \pi B$ . (12)

Выведем формулу для освещенности, создаваемой протяженным источником. Возьмем на поверхности источника бесконечно малую площадку  $ds$ . Пусть  $ds'$  - освещаемая площадка.  $dE = dI \cos \theta' / r^2 = B ds \cos \theta' / r^2 = B \cos \theta' d\Omega$ . Полная освещенность найдется интегрированием полученного по всей видимой поверхности источника:  $E = \int B_\theta \cos \vartheta' d\Omega$ . (13)



Начало

Содержание

⏪ ⏩

Страница 16 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

Всем световым величинам соответствуют энергетические (сила излучения,  $E_s$ ). В формулы этих величин вместо светового потока входит лучистый поток (в Вт).

**Фотометрия** – раздел оптики, занимающийся измерением величин, связанных со светом.

**Фотометр** - прибор для измерения каких-либо из фотометрических величин, чаще других - световых величин.

Фотометрические измерения разделяют на **объективные** (с помощью приборов, не требующих участия глаза, например, фотоэлементов) и **субъективные**, или **визуальные**. Визуальные измерения основываются на том, что глаз хорошо устанавливает равенство освещенностей двух каких-либо соприкасающихся поверхностей.

E - люксометр, В - яркомеры, I – свечемеры или канделометры, Ф - с интегр. фотометры (люменометры).



Начало

Содержание



Страница 17 из 274

Назад

На весь экран

Заккрыть

### §3.1 Основные понятия и законы геометрической оптики. Принцип Ферма.

**Геометрическая (лучевая) оптика** – раздел оптики, изучающий распространение света на основе представления о свет лучах – линиях, вдоль которых распределена световая энергия. В изотропной среде лучи перпендикулярны к волновым поверхностям. Представления геометрической оптики справедливы, когда можно пренебречь явлениями интерференции и дифракции световых волн. Эти явления сказываются тем слабее, чем меньше длина волны. Поэтому можно сказать, что геометрическая оптика - предельным случаем волн оптики, когда можно пренебречь длиной волны .

#### Основные законы Геометрической Оптике:

1) **Закон прямолинейного распространения света (Евклид)**. В прозрачной однородной среде свет распространяется по прямым линиям. Опыт доказательство - резкие тени, даваемые точечными источниками света, или получение изобретений при помощи малых отверстий (камера обскура). Отступления от закона прямолинейного распространения света рассматриваются в учении о **дифракции**.

2) **Закон независимости световых пучков**. При пересечении свет пучки не влияют друг на друга. Так, изобретение на сетчатке не изменится, если свет, образующий его, будет на своем пути проходить через бок пучки света, не попадающие в глаз. Закон может нарушаться в явлениях **нелинейной оптики**.

Закон независимости световых пучков дополним утверждением, определяющим совместное действие пучков при наложении. Энергия, создаваемая несколькими световыми пучками, равно сумме энергий, создаваемых каждым пучком в отдельности. Нарушения справедливости этого утверждения имеют место в явлениях **интерференции** света.



Начало

Содержание



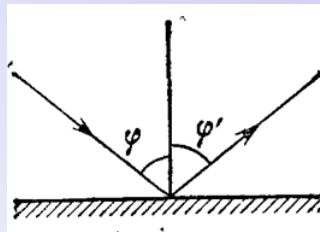
Страница 18 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

3) **Закон отражения (Евклид)**: падающий и отраженный лучи лежат в одной плоскости с нормалью к границе раздела в точке падения (**плоскость падения**), и угол падения равен углу отражения. Установление его связано с употреблением полированных металлических поверхностей (зеркал).



Отклонения – в нелинейной оптике (отражение второй гармоники)

4) **Закон преломления (Снеллиус, 1621)**: преломленный луч лежит в плоскости падения, причем отношение синуса фи к синусу пси для рассматриваемых сред не зависит от угла падения,

$$\frac{\sin\varphi}{\sin\psi} = n_{21}(1)$$

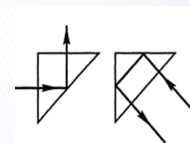
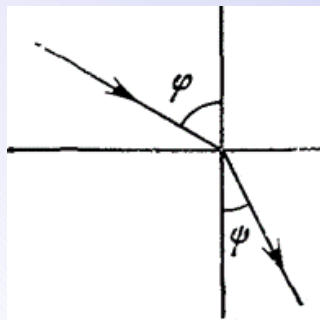
$n_{21}$  – **относительный показатель или коэффициент преломления** второй II среды относительно первой I. Относительный показатель среды относительно вакуума - **абсолютный показатель преломления** среды  $n$ .

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1}. n = c/v (2)$$

Отклонения – **необыкновенный луч** в двояко-преломляющих кристаллах.

*Шероховатые поверхности дают не правильное, а **рассеянное**, или **диффузное**, отражение и преломление света. Только благодаря этому поверхность тела становится видимой.*

Если  $n_{21} < 1$  (направление, на границе вода-воздух, стекло-вода), то может оказаться, что величина  $\sin\psi$  формально вычисленная по формуле (1), начнет превосходить единицу. Соответствующего  $\psi$  не существует. Поэтому преломленный луч не возникает, а свет отражается полностью. Это явление



Начало

Содержание



Страница 19 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

называется **полным внутренним отражением**. Угол падения, при котором оно возникает, определяется условием  $\varphi \geq \varphi_0$  - **предельный угол полного внутреннего отражения**,  $\sin\varphi_0 = n_{21}$  (2)

Полное отражение находит различные практические применения. Т.к. для системы стекло-воздух предельный угол составляет менее  $45^\circ$ , то призмы, показанные на рис., позволяют изменять ход луча так, что на рабочей границе отражение происходит практически без потерь.

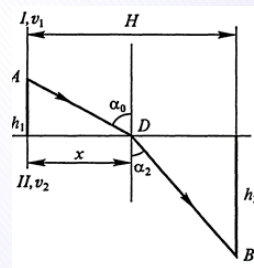
Если ввести свет в тонкую стеклянную трубку с ее торца, то, испытывая на стенках полное отражение, луч будет следовать вдоль трубки даже при сложных изгибах последней. На этом принципе работают **волоконные световоды (оптические волокна)**.

Волоконный светодиод содержит сердечник с  $n_1$ , окруженный оболочкой с показателем преломления  $n_2 < n_1$ . **волоконные световоды** используются в **ВОЛС, эндоскопах**, для освещения и т.д.

Пытаясь описать совместимость опытных закономерностей поведения световых лучей и единых позиций, французский математик **П. Ферма** (около 1660) выдвинул **принцип наименьшего времени**: Свет, распространяется между двумя точками, идет по пути, соответствующему экстремальному - чаще всего минимальному - времени.

Для однородной среды этот принцип приводит к закону прямолинейного распространения; для случая же перехода через границу различных сред этот принцип дает законы отражения и преломления света. Выведем закон преломления из принципа Ферма.

Выбрав произвольно точку D, где луч пересекает границу раздела, находим время прохождения светом пути ADB:  $t = \frac{1}{v_1} \sqrt{x^2 + h_1^2} + \frac{1}{v_2} \sqrt{(H-x)^2 + h_2^2}$ .



[Начало](#)

[Содержание](#)



Страница 20 из 274

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закрыть](#)

Условие экстремума для времени распространения света между точками А и В запишется так: 
$$\frac{dt}{dx} = \frac{1}{\nu_1} \frac{x}{\sqrt{x^2 + h_1^2}} - \frac{1}{\nu_2} \frac{H - x}{\sqrt{(H - x)^2 + h_2^2}} = \frac{\sin\alpha_0}{\nu_1} - \frac{\sin\alpha_2}{\nu_2} = 0$$

$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{\nu_1}{\nu_2} = \text{const} \left( = \frac{n_2}{n_1} \right)$  что и требовалось доказать.

Заметим, что время на действительном пути луча в общем случае может не быть мин. В частности оно может быть стационарным – одинаковым для множества действительных путей лучей, проведенных от А к В через границу раздела двух сред. Обоснование принципу Ферма дается в волновой оптике.



Начало

Содержание



Страница 21 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

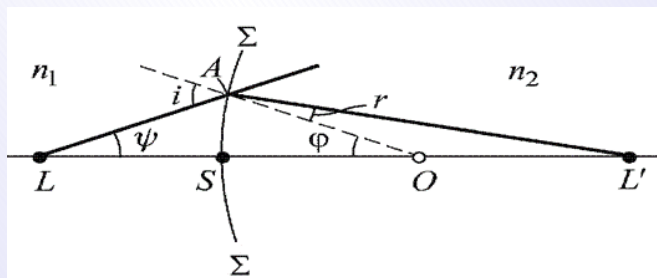
### §3.2 Понятие оптического изображения. Отражение и преломление света на плоской границе раздела двух сред. Преломление света на сферической поверхности. Теорема Лагранжа–Гельмгольца.

Если лучи или их продолжения пересекаются в одной точке, пучок называют **гомоцентрическим**. Если пучок световых лучей, исходящий из точки  $L$  после прохождения через оптическую систему сходится в точке  $L'$ , то  $L'$  **изображение** точки  $L$ . Изображение  $L'$  **действительное**, если лучи действительно пересекаются в  $L'$ , и мнимым, если в  $L'$  пересекаются продолжения лучей. Если поменять направление лучей, то  $L'$  будет играть роль источника, а  $L$  - его изображения. Поэтому  $L$  и  $L'$  называют **взаимно сопряженными точками**. Аналогично, линии или поверхности. Совокупность точек, изображаемых оптической системой, - **пространство предметов**, совокупность точек, являющихся их изображениями, - **пространство изображений**.

Если точке предмета соответствует точка изображения, то изображение называют **стигматическим**.

Таким образом, стигматическое изображение формируется гомоцентрическими пучками.

Стигматическое изображение при определённых условиях формируется центральной оптической системой - **ЦОС** (совокупность оптически однородных сред, отделённых одна от другой сферическими поверхностями, центры кривизны которых расположены на первой прямой - **главной оптической оси**).



Начало

Содержание



Страница 22 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть



Начнем с простейшего случая сферические границы раздела двух сред. Абсциссы и ординаты будем отсчитывать от S. Если направление отсчета совпадает с направлением распределения света вдоль оптической оси, соответствующая абсцисса считается положительной, в противоположном случае она считается отрицательной.

Предполагаем  $\Psi$  настолько малым, что можно считать  $LS = LA$ ,  $L'S = L'A$  и т.д. **Параксиальными** называют лучи, распространяющиеся под малыми углами и на малых расстояниях от оптической оси. Найдем положение точки, в которой преломленный луч пересечет ось системы. Из  $\triangle ALO \frac{LO}{LA} = \frac{\sin i}{\sin r}$ , из  $\triangle OAL' - \frac{AL'}{OL'} =$

$$\frac{\sin \varphi}{\sin r} \text{ Отсюда } \frac{LO}{LA} \frac{AL'}{OL'} = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1} \quad (1)$$

$$AL \approx SL = -a_1, AL' \approx SL' = a_2, AO = SO = R \text{ Тогда из (1) } \frac{-a_1 + R}{-a_1} \frac{a_2}{a_2 - R} = \frac{n_2}{n_1}$$

$$n_2(R - a_2)/a_2 = n_1(R - a_1)/a_1, n_2(R - a_2)/a_2 R = n_1(R - a_1)/a_1 R,$$

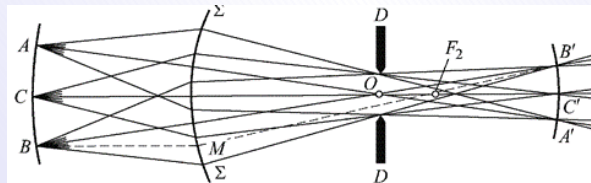
$$n_1 \left( \frac{1}{a_1} - \frac{1}{R} \right) = n_2 \left( \frac{1}{a_2} - \frac{1}{R} \right) = Q. \quad (3)$$

(3) показывает, что Q при преломлении сохраняет свою величину. Q - **нулевой инвариант Аббе**. Для многих целей этой формуле удобно придать вид

$$\frac{n_2}{a_2} - \frac{n_1}{a_1} = \frac{n_2 - n_1}{R} = D \quad (4) \text{ оптическая сила сферической преломляющей поверхности.}$$

Таким образом, сферическая граница раздела формирует стигматическое изображение в параксиальных лучах.

Можно показать, что небольшая часть сферы ACB радиуса  $R + |a_1|$  изобразится частью сферы A'C'B'. Ввиду того, что AB и A'B' очень малы, вместо дуг (элементов сферы) можно брать хорды



Начало

Содержание



Страница 23 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

(элементы плоскости). Таким образом, малая площадка, перпендикулярна к оси, изобразится сферической границей при помощи паракиальных лучей в виде площадки, также перпендикулярно к той же оси. (то же для отрезков)

$$\text{Из (4)} \rightarrow \text{при } a_1 = -\infty \quad a_2 = \frac{n_2 R}{n_2 - n_1} = f_2 = n_2 / D$$

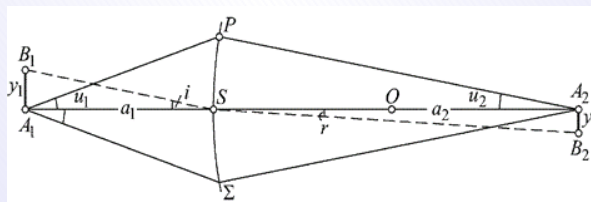
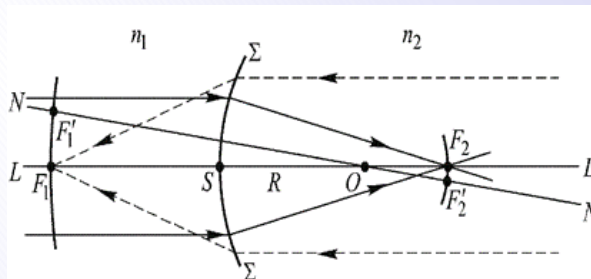
$$\text{при } a_2 = \infty \quad a_1 = -\frac{n_1 R}{n_2 - n_1} = f_1 = -n_1 / D \quad (5)$$

$f_1$  - **переднее фокусное расстояние** (точка  $F_1$  - передний фокус);  $f_2$  - **заднее фокусное расстояние**.

**Фокус сферической поверхности** - точка, в которой сходятся после преломления параллельные лучи (т.е. лучи, идущие из бесконечно удаленной точки). Фокусы могут быть **действительными и мнимыми**, т.е. представлять точку пересечения преломления лучей или их продолжений.

Лучи, идущие параллельно NO слева направо пересекутся в точке  $F'_2$ . Геометрическое место точек  $F_2 F'_2 \dots$  - сферическая поверхность радиусом  $|f_2 - R|$ , концентрическую с преломляющей сферой (с центром в точке O). Это

**задняя фокальная поверхность**. Аналогично можно построить **переднюю фокальную поверхность**. Малые участки этих поверхностей (для паракиальной



Начало

Содержание



Страница 24 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

области) могут быть приняты за плоскости (**фокальные плоскости**).

**п. Теорема Лагранжа-Гельмгольца.** [Лагранж] [Гельмгольц]

Отношение линейных размеров изображения  $A_2B_2$  и предмета  $A_1B_1$ , **линейное или поперечное увеличение**  $V = y_2/y_1 = A_2B_2/A_1B_1$ . (6)

Увеличение положительно, если изображение прямое, и отрицательно, если изображение перевернутое.

$$\frac{y_1}{a_1} = \operatorname{tg} i, \quad \frac{y_2}{a_2} = \operatorname{tg} r. \quad \text{При малых размерах } A_1B_1 \text{ и } A_2B_2 \quad \frac{\operatorname{tg} i}{\operatorname{tg} r} = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1} \text{ т.е.}$$
$$\frac{y_2}{y_1} = V = \frac{n_1 a_2}{n_2 a_1} \quad (6)$$

$$\text{Для параксиальных лучей } u_1 = \operatorname{tg} u_1 = \frac{SP}{a_1}, \quad u_2 = \operatorname{tg} u_2 = \frac{SP}{a_2}, \quad \frac{u_1}{u_2} = \frac{a_2}{a_1} \quad (8)$$

Тогда из (7) и (8) следуют соотношения:

$$y_1 n_1 u_1 = y_2 n_2 u_2 \quad (9)$$

Соотношение (9) носит название **теоремы Лагранжа-Гельмгольца**. Теорема справедлива для параксиальных лучей для вентральных оптических систем (ЦОС), состоящих из любого числа преломляющих и отражающих сред.



Начало

Содержание



Страница 25 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

### §3.3 Сферические зеркала. Призмы.

Формулу сферической поверхности (3.2.4) можно применить для случая отражения. Для этого надо заменить  $n_2$  на  $-n_1$ . В этом случае сферическая поверхность представляет собой сферическое зеркало.

$$\text{Тогда имеем } \frac{n}{a_2} + \frac{n}{a_1} = \frac{2n}{R} = D \quad (1)$$

$$\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} = \frac{2}{R} \quad (1') - \text{формула сферического зеркала.}$$

Фокусное расстояние такого зеркала определится при подстановке в (1)  $a_1 = -\infty$  Найдем  $f = R/2$  и, следовательно, формуле зеркала можно придать вид

$$\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} = \frac{1}{f} \quad (2)$$

В случае зеркала изображение действительное, если оно лежит по одну сторону с источником, и мнимое, если расположено за зеркалом.

Для зеркал  $n_1/n_2 = -1$ . Следовательно, согласно (3.2.7)  $V = -a_2/a_1$  (2) В случае действительного изображения  $a_1$  и  $a_2$  имеют одинаковые знаки, т.е. увеличение  $V < 0$  и изображение перевернутое; в случае мнимого изображения знаки различны, увеличение  $V > 0$ , изображение прямое.

Рассмотрим зависимость характеристик изображения от параметров схемы наблюдения с помощью формулы сферического зеркала (2).

$$\begin{aligned} \text{Из (2)} \rightarrow a_2 &= \frac{|a_1|f}{|a_1| + f} \quad (3) \quad a_2 = \frac{1}{\frac{1}{f} - \frac{1}{a_1}}, \quad v = -\frac{a_2}{a_1} = \frac{1}{1 - \frac{a_1}{f}}, \quad |V| = \frac{1}{\left|1 - \frac{a_1}{f}\right|} = \\ &= \frac{1}{1 + \frac{|a_1|}{f}} \quad (4) \end{aligned}$$



Начало

Содержание



Страница 26 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

А) **Вогнутое зеркало.** Фокусное расстояние  $f < 0$ . Фокус действительный.  $a_2 = \frac{|a_1||f|}{|f| - |a_1|}$  (5)

Из (5)  $\rightarrow$  если предмет между фокусом и линзой,  $a_2 > 0$ , изображение мнимое, прямое. Если предмет за фокусом,  $a_2 < 0$ , изображение действительное, перевернутое.

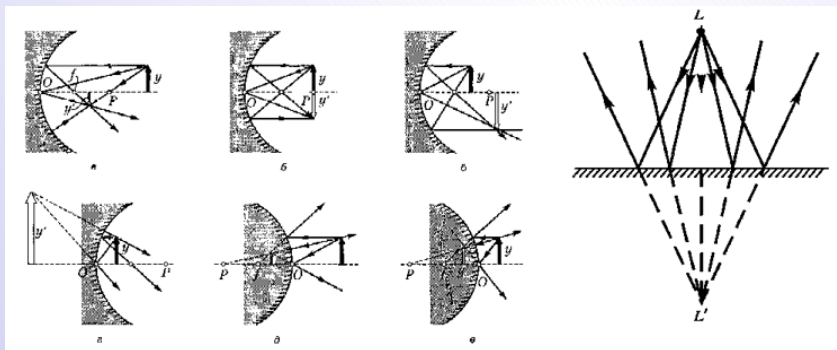
$|v| = \frac{1}{\left|1 - \frac{|a_1|}{|f|}\right|}$  (6) Изображение увеличенное, если  $0 < \frac{|a_1|}{|f|} < 2$ , Таким образом,

если расстояние от вершины зеркала до предмета меньше радиуса кривизны, изображение увеличенное, иначе уменьшенное.

Б) **Выпуклое зеркало.** Фокусное расстояние  $f > 0$ .  $a_2 = \frac{|a_1||f|}{|a_1| + |f|} > 0$  - изображение мнимое, прямое.

$|V| = \frac{1}{\left|1 + \frac{|a_1|}{|f|}\right|} < 1$  - выпуклое зеркало всегда дает уменьшенное

изображение. (изображение в сферических зеркалах в магазинах, в елочных шариках, чайниках...)



Начало

Содержание



Страница 27 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

Рассмотрим построение изображения в сферическом зеркале с помощью хода лучей. (4 луча, достаточно 2)

Плоское зеркало может рассматриваться как частный случай сферического зеркала. Плоская поверхность имеет радиус кривизны  $R = \infty$ ,  $a_2 = -a_1$ . изображение точки в плоском зеркале мнимое, прямое, в натуральную величину и симметрично расположенное.

### п. Призмы.

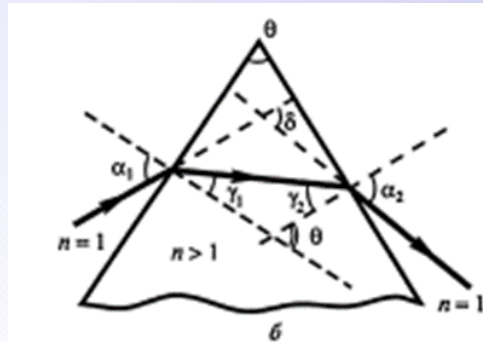
Одним из основных элементов оптических систем является **призма**.

Выведем формулу для угла отклонения призмы.

Из  $D = \alpha_1 - \beta_1 + \alpha_2 - \beta_2 = (\alpha_1 + \alpha_2) - (\beta_1 + \beta_2)$ ; рис (12)

Из  $\triangle MNP\theta = 180^\circ - (90^\circ - \beta_1) - (90^\circ - \beta_2) = \beta_1 + \beta_2$  (13),  $\delta = \alpha_1 + \alpha_2 - \theta$

Можно доказать, что при симметричном ходе лучей ( $\alpha_1 = \alpha_2$ ) угол  $\alpha$  принимает минимальное значение.



Начало

Содержание



Страница 28 из 274

Назад

На весь экран

Закреть

### §3.4 Тонкие линзы. Оптическая сила линзы.

**Линза** - оптическая деталь, ограниченная двумя преломленными поверхностями. Будем рассматривать линзу со сферически преломлёнными поверхностями. Линия, проходящая через центры кривизны обеих поверхностей - **главная оптическая ось**.

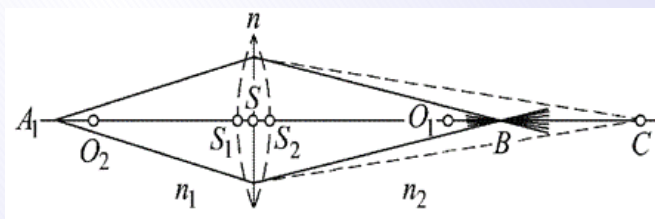
Линза **тонкая**, если толщина линзы мала по сравнению с радиусом кривизны ограничивающих поверхностей. Можно полагать, что вершины линзы сливаются в точке  $S$  - **оптический центр линзы**.

Все расстояния будем отсчитывать от оптического центра линзы. Любой параксиальный луч, проходящий через оптический центр линзы, практически не испытывает преломления. Линию, проходящую через оптический центр линзы под углом к главной оптической оси, называют **побочной оптической осью**.

Преломление на первой сферической поверхности создало бы без второй поверхности в стекле изображение  $C$  на расстоянии  $SC = a$  от вершины, так что 
$$\frac{n_1}{a_1} - \frac{n}{a} = \frac{n_1 - n}{R_1}, \quad (1)$$

Для второй поверхности  $C$  является как бы мнимым источником света. Построение изображения этого источника после преломления на второй поверхности линзы даст точку  $B$  на расстоянии  $a_2 = SB$  от линзы. Здесь опять применима формула 
$$\frac{n}{a} - \frac{n_2}{a_2} = \frac{n - n_2}{R_2}, \quad (2)$$

Будем считать, что  $n_1 = n_2 = n_{cp}$  - показатель преломления среды, в которой находится линза.  $n = n_{л}$ .



Начало

Содержание



Страница 29 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

Тогда складывая (1) и (2) и меняя знак, получим:

$$\frac{n_{cp}}{a_2} - \frac{n_{cp}}{a_1} = (n_{л} - n_{cp}) \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right). \quad (3)$$

По аналогии с формулой сферической преломляющей поверхности правая часть выражения (3)

**оптическая сила тонкой линзы:**  $D = (n_{л} - n_{cp}) \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right). \quad (4)$

Вводя относительный показатель преломления  $N = n_{л}/n_{cp} \quad (4) \rightarrow$

$$\frac{1}{a_2} - \frac{1}{a_1} = (N - 1) \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \quad (5)$$

(5) – **формула тонкой линзы.** В этой формуле нужно учитывать правило знаков для радиусов кривизны и расстояний.

Найдем фокусные расстояния тонкой линзы. при  $a_1 = -\infty$

$$a_2 = f_2 = \frac{1}{(N - 1)(1/R_1 - 1/R_2)}, \quad (6)$$

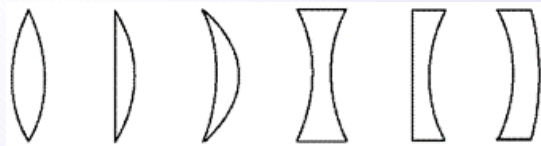
при  $a_2 = \infty \quad a_1 = f_1 = -\frac{1}{(N - 1)(1/R_1 - 1/R_2)}, \quad (7) \quad \text{Т.е. } f_1 = -f_2 \quad (8)$

Итак, фокусные расстояния линзы равны по величине (если с обеих сторон одна и та же среда) и противоположны по знаку, т.е. фокусы лежат по разные стороны от линзы. Вводя фокусное расстояние линзы  $f = f_2 = -f_1$ , придадим формуле тонкой

линзы вид  $\frac{1}{f_2} - \frac{1}{a_1} = \frac{1}{f} \quad (9)$  Из (4) и (9)  $D = n_{cp}/f. \quad (10)$

[D]=1 **дптр (диоптрия)** - величина, равно оптической силе расположенной в воздухе линзы с фокусным расстоянием в 1 м.

В зависимости от знака и величины радиусов кривизны  $R_1$  и  $R_2$ , а также от знака  $(N - 1)$ , величина фокусного расстояния может быть положительной



Начало

Содержание



Страница 30 из 274

Назад

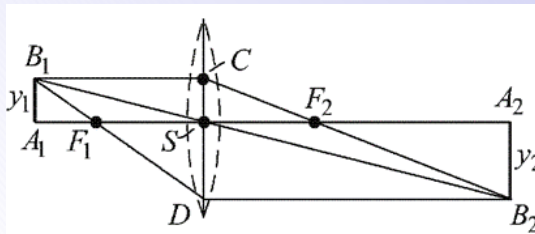
На весь экран

Закрыть



либо отрицательной, т.е. фокус может быть **действительным** или **мнимым**. Если фокусы действительны, т.е. параллельные лучи после преломления в линзе сходятся, то линза называется **собирающей** или **положительной** ( $D > 0$ ). При мнимых фокусах параллельные лучи после преломления в линзе становятся расходящимися. Такие линзы - **рассеивающие** или **отрицательные** ( $D < 0$ ).

Если материал тонкой линзы преломляет сильнее, чем окружающая среда (например, стеклянная линза в воздухе), то собирающими будут двояковыпуклые, плоско-выпуклые и вогнуто-выпуклые (положительный мениск), т.е. линзы, **утолщающиеся** к середине; к рассеивающим принадлежат двояковогнутые, плоско-вогнутые и выпукло-вогнутые (отрицательный мениск), т.е. линзы, **утончающиеся** к середине. Если материал тонкой линзы преломляет меньше, чем окружающая среда (например, воздушная полость в воде), то наоборот.

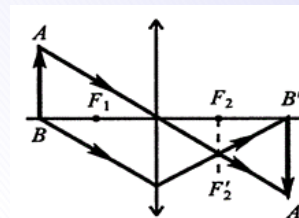


Для построения изображения точки достаточно найти точку пересечения каких-либо двух лучей. Наиболее часто используемые для построения изображения лучи показаны на рис.

Также можно воспользоваться тем, что лучи, падающие на линзу параллельно побочной оптической оси, после линзы соберутся в одной точке фокальной плоскости.

Из рис. видно, что поперечное увеличение тонкой линзы  $V = a_2/a_1$  (11)

Проанализируем характер изображения с помощью формулы (9)



Начало

Содержание



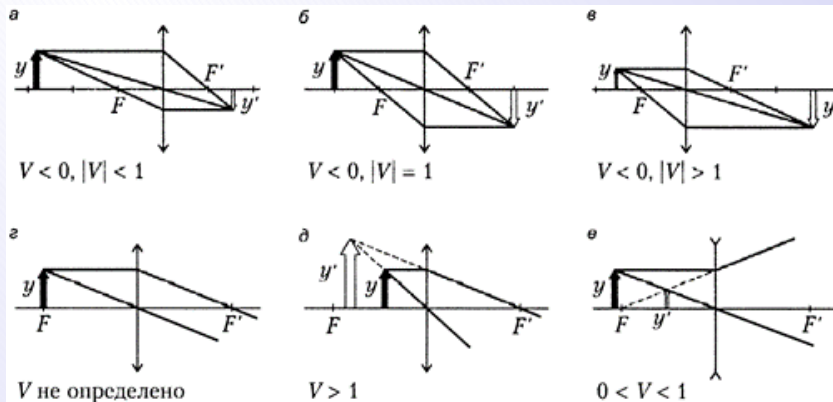
Страница 31 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

$$a_2 = \frac{a_1 f}{a_1 + f}, V = \frac{f}{a_1 + f}. \text{ С учетом знака } a_1 \ a_2 = \frac{|a_1| f}{|a_1| - f}, V = \frac{f}{f - |a_1|} = \frac{1}{1 - \frac{|a_1|}{f}}$$



а) **Собирающая линза.** Фокусное расстояние  $f > 0$ . Если предмет между линзой и фокусом,  $a_2 < 0$  – изображение мнимое, прямое. Если за фокусом,  $a_2 > 0$ , изображение действительное перевернутое, изображение увеличенное, если тело между линзой и двойным фокусом. На двойном фокусе увеличение по модулю равно 1.

б) **Рассеивающая линза.** Фокусное расстояние  $f < 0$ .

$$a_2 = -\frac{|a_1| |f|}{|a_1| + |f|} < 0, V = \frac{1}{1 + \frac{|a_1|}{|f|}} < 1$$

Отсюда следует, что рассеивающая линза всегда дает мнимое прямое уменьшенное изображение.



Начало

Содержание



Страница 32 из 274

Назад

На весь экран

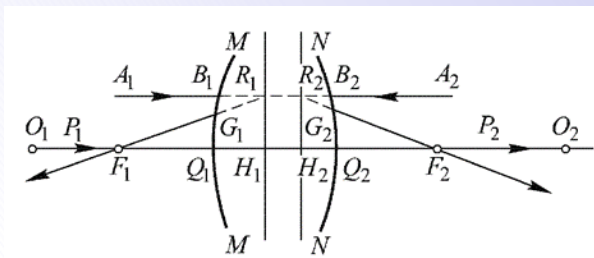
Закрыть

### §3.5 Кардинальные элементы центрированной оптической системы. Сложение центрированных систем.

**Гаусс** (1840) создал **теорию идеальных оптических систем**: формирующих стигмат изображение, геометрически подобное предмету. Идеальной оптической системой может приближенно являться центральной оптической системой (**ЦОС**), если ограничиться параксиальными лучами.

Теория **Гаусса** устанавливает **кардинальные точки и плоскости**, задание которых позволяет строить изображение в системе, не рассматривая реального хода лучей.

Пусть  $MM$  и  $NN$  - крайние сферические поверхности, ограничивающие систему. Проведем луч  $A_1B_1$ , параллельный  $O_1O_2$ .



Ему соответствует сопряженный луч  $G_2F_2$ .  $F_2$  есть фокус (**задний**) системы. Повторяя те же рассуждения для луча  $A_2B_2$  найдем **передний фокус**  $F_1$ . Продолжим теперь  $F_1G_1$  и  $F_2G_2$  до пересечения с продолжениями  $A_1B_1$  и  $A_2B_2$  и отметим точки пересечения  $R_1$  и  $R_2$ .  $R_1$  и  $R_2$  - сопряженные точки. Сопряженные точки  $R_1$  и  $R_2$  лежат на одинаковом расстоянии от главной оси, т.е.  $H_1R_1 = H_2R_2$ , или поперечное увеличение равно  $V = \frac{H_2R_2}{H_1R_1} = +1$ .

Можно показать, что плоскости  $H_1R_2$  и  $H_2R_1$  являются сопряженными плоскостями с увеличением  $V = 1$ . Такие плоскости называют **главными плоскостями**.

Точки  $H_1$  и  $H_2$  пересечения главных плоскостей с осью - **главные точки системы**. Расстояния от главных точек до фокусов - **фокусные расстояния** системы  $f_1 = H_1F_1$  и  $f_2 = H_2F_2$



Начало

Содержание



Страница 33 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

Главные плоскости и главные точки могут лежать как внутри, так и вне системы несимметрично относительно поверхностей, ограничивающих систему, направленные даже по одну сторону от нее.

По аналогии с одной сферической границей введем **оптическую силу системы D**. Тогда для идеальной системы выполняется уравнение, аналогичное уравнению для сферической поверхности:  $\frac{n_2}{a_2} - \frac{n_1}{a_1} = D$  (1)

Отсюда находим **фокусные расстояния** (приравнивая соответствующие расстояния к бесконечности)  $D = \frac{n_2}{f_2} = -\frac{n_1}{f_1}$  (2)

Поделим в (1) обе части на оптическую силу системы D, тогда с учетом (2)  $\frac{f_1}{a_1} + \frac{f_2}{a_2} = 1$  (3)

Для случая, когда  $n_1 = n_2$  (источник и его изображение лежат в одной среде, например, в воздухе),  $\frac{1}{a_2} - \frac{1}{a_1} = \frac{1}{f}$ ,  $f_2 = -f_1 = f$ .  $D = \frac{n}{f}$  (4) – как для тонкой линзы.

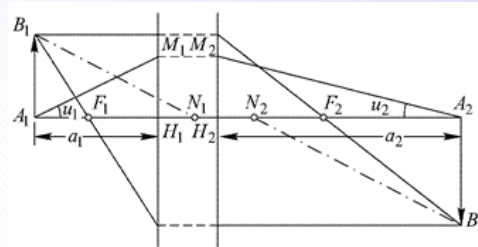
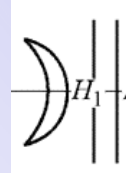
Из рисунка (подобие  $\Delta$ -в) с учетом знаков видно, что  $y_2/x_1 = -(f_1/x_1) = -x_2/f_2$  (5)

где  $x_1 = a_1 - f_1$  и  $x_2 = a_2 - f_2$  - расстояния сопряженных точек от соответствующих F.

Следствия из (5): 1)  $V = \frac{y_2}{y_1} = -\left(\frac{f_1}{x_1}\right) = -\frac{x_2}{f_2}$ . (6) – поперечное увеличение центральной оптической системы.

2)  $x_1 x_2 = f_1 f_2$  (6) – формула **Ньютона**.

Обычно приходится иметь дело с изображением пространства предметов. Поэтому рационально ввести **продольное увеличение**:  $U = \frac{\Delta x_2}{\Delta x_1}$



Начало

Содержание



Страница 34 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

$$\text{Из (6) } x_2 = \frac{f_1 f_2}{x_1} = -\frac{f_1 f_2}{x_1^2} \quad (7)$$

**Угловым увеличением** называют  $W = \frac{\text{tg } u_2}{\text{tg } u_1}$ , составляемых сопряженными лучами  $A_2 M_2$  и  $A_1 M_1$  с оптической осью

Из **Теоремы Лагранжа-Гельмгольца** [Лагранж][Гельмгольц] для центрированной системы  $WV = \frac{n_1}{n_2} \quad (8)$

$$\text{Если } n_1 = n_2, WV = 1. \quad (8')$$

Как угловое увеличение, так и поперечное увеличение системы различно для разных точек оси; причем чем больше поперечное увеличение, тем меньше угловое увеличение.

Сопряженные точки, в которых угловое увеличение парааксиальной оптики  $W = 1$  называются **узлами** (или **узловыми точками**) и характеризуются тем, что сопряженные лучи, проходящие через узлы, параллельны друг другу. Такой парой будут точки  $N_1$  и  $N_2$ , отстоящие от первого и второго фокусов соответственно на расстояния, равные второму и первому фокусным расстояниям т.е.  $x_1 = F_1 N_1 = f_2$ ,  $x_2 = F_2 N_2 = f_1 \quad (9)$

Плоскости, проходящие через узлы перпендикулярны к оптической оси, - **узловыми плоскостями**. Шесть плоскостей и Шесть точек главной оси, им соответствующие (фокусы, главные точки, узлы), - **кардинальные плоскости и точки**.

Когда  $n_1 = n_2$ , узлы сливаются с главными, и система характеризуется положением четырёх точек и плоскостей. У **тонкой линзы** главные и узловые точки совпадут, образуя оптический центр линзы.

Зная положение кардинальных точек, можно построить изображение в любой системе, пользуясь двумя лучами, исходящими из одной точки. Рис выше.



Начало

Содержание



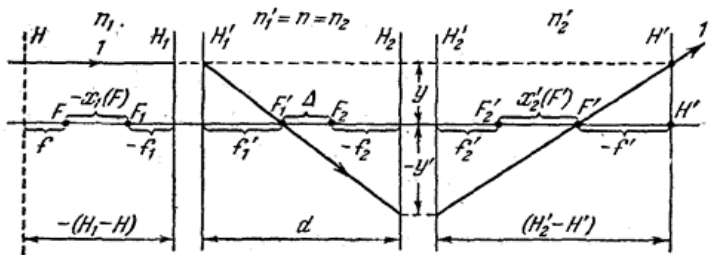
Страница 35 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

Если две центральные оптические системы разместить одну за другой так, чтобы их оси совпадали, они образуют единую центральную оптическую систему. Зная расстояние между системами и положение их кардинальных



точек, можно найти положение кардинальных точек составной системы. Запишем без вывода формулу для оптической силы системы из двух систем:

$$(*) D = -\frac{\Delta}{n} D_1 D_2 D = D_1 + D_2 - \frac{d}{n} D_1 D_2. \quad (10, 10')$$

### Примеры:

а) Две тонкие линзы, сложенные вместе  $D = D_1 + D_2$ . Добавляя тонкие линзы, получим  $D = \sum D_i$

б) Тонкая система из нескольких сферических границ раздела, расположенных близко друг к другу  $D = \sum D_i$

в) **Толстая линза.** Применима формула 10', где  $d$  – толщина линзы,  $n$  – показатель преломления материала, а  $D_{1,2}$  – оптические силы поверхностей линзы. Положения главных плоскостей толстой линзы относительно ее вершин:

$$l_1 = \frac{d D_2}{n D}, \quad l_2 = -\frac{d D_1}{n D}. \quad (11)^*$$



Начало

Содержание



Страница 36 из 274

Назад

На весь экран

Закреть

### §3.6 Аберрации оптических систем (сферическая и хроматическая аберрации, аберрация кома, астигматизм, дисторсия, кривизна поля изображения).

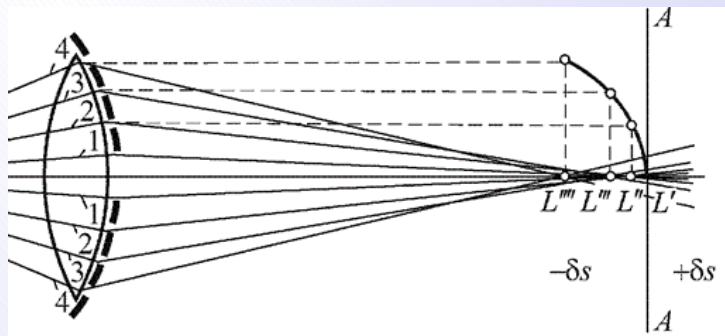
**Аберрации** – искажения изображений, даваемых оптической системой. Возникают вследствие отклонения от параксиальности и монохроматичности лучей и заключаются в нечеткости изображений, окрашенности и искажении формы.

Аберрации делят на **геометрические** и **хроматические**.

Примеры геометрических Аберраций:

#### **Сферическая аберрация.**

Пусть на линзу падает широкий пучок лучей, параллельно оси. Параксиальные лучи пересекаются в фокусе. Для лучей, более удаленных от оптической оси, при преломлении уже не выполняется условие малости угол падения и преломления, в результате эти лучи сильнее преломляются, чем в приближении параксиальной оптики и пересекаются во все более близких точках оптической оси.



Чем на больших расстояниях проходят лучи от оптической оси, тем больше расстояние  $\delta$  – **продольная сферическая аберрация**. Ее можно изображать графически как функцию от  $r$ .

Вследствие сферической аберрации светящаяся точка дает на экране изображение в виде небольшого кружка (**кружок рассеяния**).



Начало

Содержание



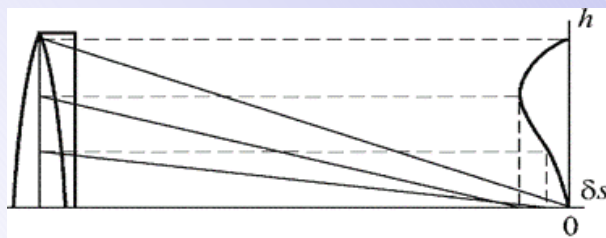
Страница 37 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

Собирающие линзы имеют отрицательную aberrацию ( $-\delta$ ), рассеивающие линзы положительную aberrацию ( $+\delta$ ). Способом борьбы со сферическими aberrациями является комбинирование собирающей ( $\delta < 0$ ) и рассеивающей ( $\delta > 0$ ) линз.

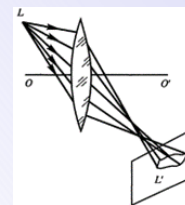


При этом можно крайние лучи свести в ту же точку, что и параксиальные ( $\delta = 0$ ), и уменьшить aberrацию промежуточных лучей.

Сферическими aberrациями обладают и сферические зеркала.

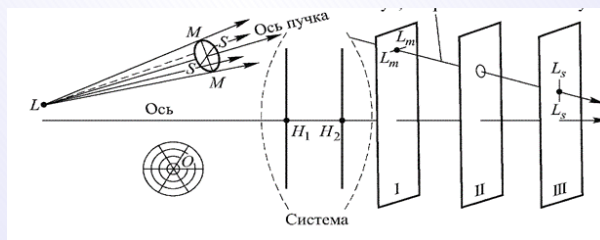
Поэтому в прожекторах часто используют не сферические, а **параболические зеркала**. При помещении источника света в фокусе параболоида сферическая aberrация становится равной нулю.

**Кома**. Если светящаяся точка, посылающая широкий пучок лучей, расположена **не** на оси оптической системы, ее изображение - сложная асимметричная фигура, напоминающая комету или запятую, отчего и произошло название этого вида aberrации. Методы уменьшения те же, что и в предыдущем случае.



Использование узких вне осевых пучков приводит к следующим aberrациям:

Астигматизм наклонных пучков. При прохождении через оптическую систему гомоцентричность наклонного пучка нарушается. Теперь его волновая поверхность не сферическая, а характеризуется двумя радиусами кривизны. Точка L изображается кружком рассеяния, форма которого



Начало

Содержание



Страница 38 из 274

Назад

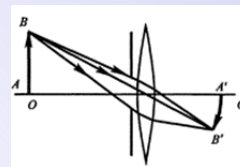
На весь экран

Закрыть

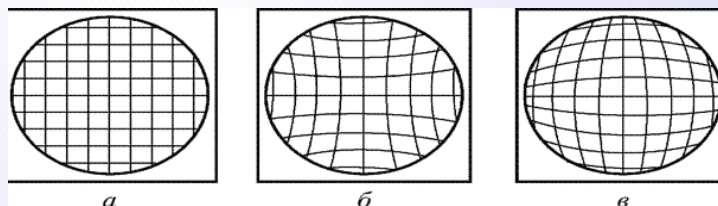
зависит от положения экрана (для двух положений экрана – линия, для других – эллипс или круг). Астигматизм устраняется путем подбора радиусов кривизны и  $n$  преломляющих поверхностей.

Астигматизм пучков, параллельных оптической оси, возникает при нарушении осевой симметрии системы, например, когда кривизна преломления поверхности неодинакова в различных сечениях. Таким астигматизмом нередко обладает **глаз**, что проявляется в неспособности видеть одинаково резко взаимно перпендикулярные полосы. Для коррекции этого недостатка применяют очки с цилиндрическими линзами.

**Кривизна поля изображается (искривление плоскости изображения)** – резкое изображение плоского предмета лежит не на плоскости, а на искривленной поверхности. Проявляется в понижении резкости изображения от центра к краям. Устраняется как и астигматизм.

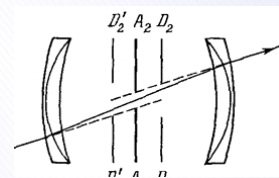


**Дисторсия** – вызывается неодинаковостью поперечного увеличения в разных точках плоскости изображения. Если увеличение растет с расстоянием от оси системы,



имеет место **подошксообразная дисторсия**. При уменьшении увеличения по мере удаления от оси системы наблюдается **бочкообразная дисторсия**.

Дисторсия становится опасной, если при помощи оптической системы производятся съемки, предназначенные для промеров (например, в геодезии). Поэтому объективы для таких работ очень тщательно исправляются на дисторсию. Дисторсия отсутствует например, при использовании **симметричного (двухлинзового) объектива**:



Начало

Содержание



Страница 39 из 274

Назад

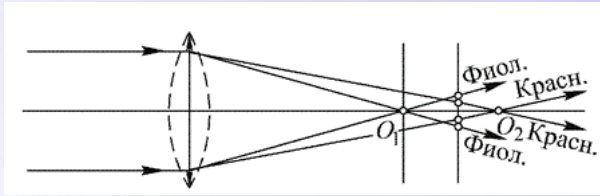
На весь экран

Закрыть

## Хроматическая абберация.

Оптическая сила и преломление в линзе зависят от ее показателя преломления. Стекла, из которых обычно изготавливаются линзы, обладают определенной дисперсией и для них

относительный показатель преломления  $n_{\text{отн}}$  и фокусное расстояние зависят от длины волны падающего света. При падении на линзу белого света отдельные составляющие его монохроматические лучи будут фокусироваться в различных точках и изображение станет окрашенным. При нормальной дисперсии в стеклах слабее всего преломляются красные лучи, ближе всего к линзе расположен фокус фиолетовых лучей. Экран, помещенный перпендикулярно к оптической оси, будет давать изображение точки в виде радужного кружка, порядок распределения цветов в котором зависит от расположения экрана.



Величина  $O_1O_2$  – **продольная хроматическая абберация**.

Разные сорта стекол обладают неодинаковой дисперсией. Поэтому, комбинируя положительные и отрицательные линзы, изготовленные из разных стекол, удается осуществить **ахроматическую** (т. е. исправленную на хроматическую абберацию) оптическую систему. Объектив, у которого исправлена хроматическая абберация для двух цветов и частично сферическая абберация - **ахромат**. А если для трёх и более цветов а также исправлена сферическая абберация – **апохромат**.

Одновременное исправление всех аббераций может оказаться крайне сложной и даже неразрешимой задачей. Поэтому устраняют те недостатки, которые особенно опасны для поставленной задачи.



[Начало](#)

[Содержание](#)



Страница 40 из 274

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закреть](#)

### §3.7 Глаз как оптическая система. Оптические приборы, вооружающие глаз (лупа, микроскоп, телескоп, проекционный аппарат).

Через зад стенку склеры проходит зрительный нерв и кровеносные сосуды. Передняя часть склеры - прозрачная **роговая оболочка (роговица)**. За роговицей **передняя и задняя камеры**, заполненные **водянистой влагой**, **хрусталик**, **стекловидное тело**. Хрусталик прикрыт частично радужной оболочкой (определяющей цвет глаз). Посередине радужки отверстие, - **зрачок**, выполняющий роль диафрагмы. В зависимости от яркости света зрачок может рефлекторно сужаться и расширяться.

На внутренней поверхности склеры светочувствительная **сетчатая оболочка, сетчатка (ретина)**.

Оптическая система глаза дает уменьшенное действительное перевернутое изображение предметов на сетчатке. Светочувствительные клетки сетчатки: **колбочки**, работающие при более значительной освещенности и обеспечивающие цветное зрение, и **палочки**, работающие при малых освещенностях, но не различающие цветов.

Место выхода зрительного нерва из сетчатки – **слепое пятно**.

В ненапряженном состоянии норм глаз собирает параллельные лучи на сетчатке. У **близорукого** человека параллельные лучи при расслабленном глазе пересекаются перед сетчаткой, у **дальнозоркого** за сетчаткой. Дальнозоркость



Начало

Содержание



Страница 41 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

устраняется применением очков с положительными стеклами, а близорукость - с отрицательными стеклами или соответствующих контактных линз.

**Хрусталик** - прозрачное тело, напоминающее двояковыпуклую линзу. Ресничная мышца, рефлекторно напрягаясь или расслабляясь, может менять кривизну его поверхностей. Этим осуществляется **аккомодация**, т.е. изменение оптической силы глаза, позволяющее сфокусировать изображения на сетчатке. Для всякого глаза существуют определенные границы, в пределах которых глаз может отчетливо видеть предметы.

Приближая предмет к глазу, мы увеличиваем размеры изображения на сетчатке. Это позволяет рассмотреть мелкие детали. Однако при максимально возможном приближении усиливается напряжение мышцы, деформирующей хрусталик. В случае норм глаза оптимальное расстояние для чтения и письма составляет около 25 см. Это расстояние для нормального глаза и принимается условно за **расстояние наилучшего зрения**.

**Оптические приборы, вооружающие глаз**, дают совместно с глазом изображение на сетчатке. Отношение длин этого изображения в случае вооруженного и невооруженного глаза - **видимое увеличение оптического инструмента**.  $N = \operatorname{tg} \varphi' / \operatorname{tg} \varphi$ , (1)

где  $\varphi'$  и  $\varphi$  - углы зрения на предмет через инструмент и без него.

**Лупа** - (от франц. loupe) состоит из одной или нескольких линз с небольшим фокусным расстоянием. Наблюдаемый предмет помещают либо в переднюю фокальную плоскость, либо между лупой и этой плоскостью. В первом случае от любой точки предмета в глаз поступают пучки параллельных лучей и наблюдатель видит увеличенное изображение, расположенное в бесконечности. Во втором случае лупа создаёт увеличение прямое и мнимое изображение на расстоянии  $L$  от глаза.

Рассмотрим расположение предмета в фокусе лупы. Как видно из рисунка  $\operatorname{tg} \varphi' = y/f$ .  $\operatorname{tg} \varphi = y/L \rightarrow N = L/F$  (2)



Начало

Содержание



Страница 42 из 274

Назад

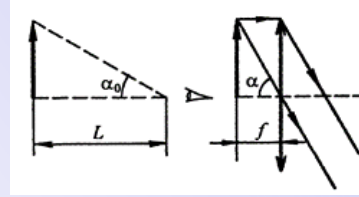
На весь экран

Закрыть

В зависимости от положения глаза увеличение может несколько варьироваться (если лупой является тонкая линза, вплотную придвинутая к глазу, то  $N = L/f + 1$ ).

Увеличение луп в настоящее время до 40. Большие увеличения получаются с помощью микроскопа.

**Микроскоп** состоит из двух собирающих систем линз - **объектива** и **окуляра**. Они помещаются на концах **тубуса**, который обычно укрепляется вертикально на штативе микроскопа, объектив ввинчивается в нее снизу, а окуляр вставляется сверху. Предмет помещается на малом расстоянии перед фокусом объектива. Объектив дает его действительное обратное увеличенное изображение, которое рассматривается через окуляр, как в лупу.



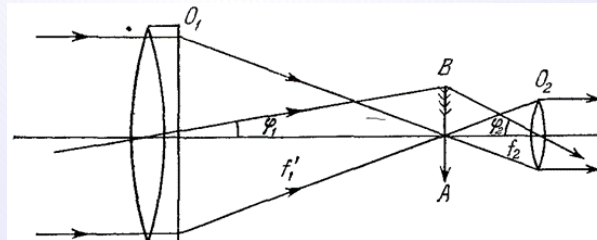
$$\operatorname{tg} \varphi' = y_1/f_{ок} = -\frac{y\Delta}{f_{об} f_{ок}}, \operatorname{tg} \varphi = y/L. N = \frac{\operatorname{tg} \varphi'}{\operatorname{tg} \varphi} = -\frac{\Delta L}{f_{об} f_{ок}}. \quad (3)$$

$\Delta$  - **оптическая длина тубуса**. Казалось бы, уменьшая фокальное расстояния и увеличивая оптическую длину тубуса, можно достигнуть сколь угодно больших видимых увеличений оптических систем. Однако предел увеличению, даваемому микроскопу, кладется волновой природой света.

**Зрительная труба (телескоп, бинокль)**. Состоит из объектива и окуляра, расположенных так, что задний фокус объектива совпадает с передним фокусом окуляра. Подобные оптические системы называют телескопическими.

Труба **Кеплера**: объектив дает в задней фокальной плоскости обратное уменьшенное изображение АВ удаленного предмета, рассматриваемое в окуляр как в лупу. Из рис. видно, что увеличение телескопа без учета знака

$$N = \frac{\operatorname{tg} \varphi'}{\operatorname{tg} \varphi} = \frac{f_{об}}{f_{ок}}; \quad (3)$$



Начало

Содержание



Страница 43 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

Труба Кеплера дает перевернутое изображение. В трубах для наблюдения земных объектов, для получения прямого изображения вводятся дополнительные оборачивающие системы (например, в призматических биноклях). В трубе **Галилея** в качестве окуляра рассеивающая линза. Дает прямое изображение и применяется в театральные биноклях.

Недостатки труб, работающих на преломлении (**рефракторах**): хроматическая аберрация, и сложность изготовления объективов больших диаметров. (125 см – для выставки, у действующего рефрактора в Йеркской обсерватории чикагского университета 40 дюймов).

В **рефлекторах** роль объектива в них выполняет параболическое вогнутое зеркало. Первый рефлектор изобретен **Ньютоном**.

*Крупнейший в мире рефлекторы имеют диаметр зеркала ~ 10 м.*



Начало

Содержание



Страница 44 из 274

Назад

На весь экран

Закреть

### §3.8 Фотоаппарат. Проекционные аппараты. Диафрагмы, светосила.

Приборы для получения изображений можно разбить на две группы.

1) приборы, создающие мнимое изображение, действительное изображение создается уже глазом (лупа, микроскоп, телескоп).

2) приборы работающие без участия глаза, которые должны давать действительные изображения. Фотоаппарат и проектор.

**Фотоаппарат** представляет собой одну систему линз – объектив, которая создает действительное уменьшенное перевернутое изображение на фотопленке, фотопластинке или фотоматрице. Фокусные расстояния объективов значительно меньше расстояний, на которые удалены обычно объекты съемки. Поэтому изображение получается почти в фокальной плоскости.

**Проектор** является как бы обращенным фотоаппаратом, создает увеличенные изображения объектов на удаленном экране.

#### **Диапроекционные аппараты**

(диапроекторы, кинопроекторы, фотоувеличители...), служат для проецирования прозрачных оригиналов (на просвет). Проецируемый предмет помещают около главной фокальной плоскости **проекционного объектива**, который может перемещаться для резкой наводки. Освещение объекта обычно

осуществляется с помощью **конденсора** большого размера с короткофокусным расстоянием, чтобы направить весь идущий от объекта свет в небольшой проекционный объектив.

**Эпипроекционные аппараты** предназначены для проецирования изображений непрозрачных оригиналов- (на отражение).

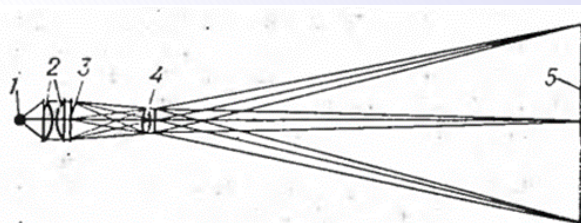


Рис. 1. Оптическая схема диапроекционного аппарата: 1 – источник света; 2 – конденсор; 3 – диапозитив (оригинал); 4 – объектив; 5 – экран.



Начало

Содержание



Страница 45 из 274

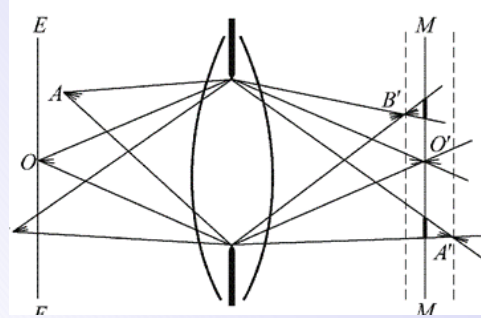
Назад

На весь экран

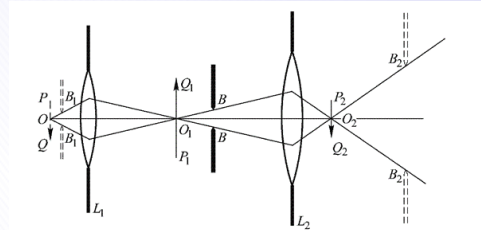
Закрыть

Эпидиапроекционный аппарат - комбинация диапроекционных и эпипроекционных.

**Диафрагмирование.** Для получения удовлетворительного изображения в оптической системе необходимо использовать пучки ограниченной ширины. Это связано, во-первых, с параксиальностью. Во-вторых, изображение должно быть получено в одной плоскости, отдельные точки трехмерного объекта находятся на различных расстояниях от оптической системы, и им соответствуют различные сопряженные плоскости. Светящаяся точка  $O$  дает резкое изображение  $O'$



в плоскости  $MM$ , сопряженной с  $EE$ . Но точки  $A$  и  $B$  дают резкие изображения в  $A'$  и  $B'$ , а в плоскости  $MM$  проецируются светлыми кружками, размер которых зависит от ограничения ширины пучков. **Глубина резко изображаемого пространства:** расстояние, измеренное вдоль оптической оси между двумя плоскостями в пространстве предметов, в пределах которого размеры кружков не превышают определенного предела. Для линзы  $\delta x \sim a^2/(fD)$  растет с ростом расстояния до предмета, уменьшением оптической силы пучка и фокусного расстояния. (большая глубина резко изображаемого пространства у фотографий с телефона).



с. 14.2. Ограничение пучков от осевых точек предмета:  $BB$  — апертура диафрагма.  $B_1V_1$  — входной лучок.  $B_2V_2$  — выходной лучок системы

Ограничение сечений световых пучков - **диафрагмирование**. Осуществляется с помощью **диафрагм**.



Начало

Содержание



Страница 46 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть



Диафрагма, ограничивающая пучок действующих лучей, исходящих из точки объекта на оси системы – **апертурная диафрагма**. Ее роль может выполнять оправка какой-либо линзы или специальная диафрагма ВВ, если эта диафрагма сильнее ограничивает пучки света, чем оправы линз

**Апертурные диафрагмы** нередко располагается между отдельными линзами оптической системы.

**Входной зрачок** – изображение апертурной диафрагмы, осуществляемое частью оптической системы, которая находится перед ней ( $B_1B_1$ ). Если апертурная диафрагма расположена перед первой линзой или образована оправой первой линзы, то входной зрачок совпадает с апертурной диафрагмой.

**Выходной зрачок** – ||- после диафрагмы ( $B_2B_2$ ). Если апертурная диафрагма расположена за системой или образована оправой последней линзы, то выходной зрачок совпадает с апертурной диафрагмой.

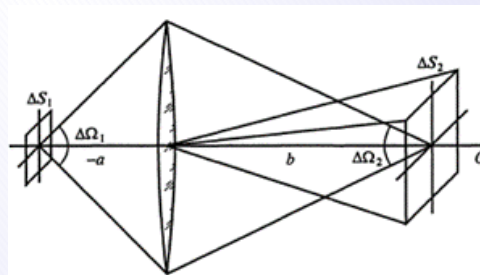
Вычислим освещенность изображения, даваемого объективом фотоаппарата. Будем рассматривать объектив из одной тонкой линзы.

Пусть предмет и изображение лежат в плоскостях, перпендикулярно к оптической оси объектива.

Площадка предмета  $\Delta S_1$  отображается объективом в виде площадки  $\Delta S_2$  изображения.

Площадка  $\Delta S_1$  посылает через объектив поток ( $\cos \theta = 1$ )  $\Delta \Phi = B \Delta \omega \Delta S$ , (2) где  $\Delta \Omega_1$  – телесный угол, под которым видна линза (в случае сложного объектива угол, под которым виден входной зрачок объектива) из места расположения площадки  $\Delta S_1$ .

Из объектива выйдет ослабленный за счет поглощения и отражений на преломляющих поверхностях поток  $\Delta \Phi' = \kappa \Delta \Phi = \kappa B \Delta \omega \Delta S$ , (3) где  $\kappa$  – характеризующий ослабление потока **коэффициент пропускания**.



Начало

Содержание



Страница 47 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

Этот поток создает освещенность изображения  $E = \frac{\Delta\Phi'}{\Delta S'} = \kappa B \Delta\omega \frac{\Delta S}{\Delta S'}$  (4) Если

показатели преломления по обе стороны объектива одинаковы,  $\frac{\Delta S'}{\Delta S} = \beta^2 = \frac{s'^2}{s^2}$ , (5)

Вследствие малости углов  $\Delta\Omega_1$  его можно представить следующим образом:

$$\Delta\omega = \frac{\pi(D/2)^2}{s^2} \quad (6)$$

(5) и (4) в (3) с учетом того, что в случае фотоаппарата расстояние  $s'$  до изображения

практически равно фокусному расстоянию  $f$ .  $\rightarrow E = \frac{\pi}{4} \kappa B \left(\frac{D}{f'}\right)^2$ . (7)

В случае сложного объектива  $D$  в (7) – это диаметр **входного** зрачка объектива.

$K = f/D$  - **диафрагменное число** - величина, обратная относительноному отверстию.  $D_{ex}/f$  - **относительное отверстие**,  $(D_{ex}/f)^2$ , определяющий  $E$  изображения, - **светосила объектива**.  $k(D_{ex}/f)^2$  - **эффективная светосила**.



Начало

Содержание



Страница 48 из 274

Назад

На весь экран

Закреть

## Глава 4. Интерференция света

### §4.1 Интерференция света. Сложение световых волн. Когерентность.

Интенсивность света  $I \sim E_m^2$ . Иногда, будем  $E_m$  обозначать А (амплитуда светового вектора) физиологические, фотохимические, фотоэлектрические и другие действия света вызываемые колебаниями электромагнитного вектора. Будем говорить о **световом векторе**, подразумевая напряженность электрического поля.

Пусть две волны одинаковой частоты  $\omega$ , возбуждают в некоторой точке колебания одинакового направления:  $A_1 \cos(\omega t + \alpha_1)$ ,  $A_2 \cos(\omega t + \alpha_2)$ .

Амплитуда результирующего колебания в данной точке:  
 $A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\alpha_2 - \alpha_1)$ . (2)

Если  $\alpha_2 - \alpha_1$  непрерывно изменяется, среднее по времени  $\cos(\alpha_2 - \alpha_1) = 0$ . В этом случае  $\overline{A^2} = \overline{A_1^2} + \overline{A_2^2}$  (3)

Отсюда, интенсивность, наблюдаемая при наложении таких волн,:  $I = I_1 + I_2$  (4)

Если разность фаз  $\delta$  возбуждаемых волнами колебаний остается постоянной во времени, то волны называют **когерентными**. Источники таких волн также называются **когерентными**. В случае когерентных волн  $I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\alpha_2 - \alpha_1)$ . (5)

В тех точках пространства, для которых  $\cos(\alpha_1 - \alpha_2) > 0$ , I будет  $> I_1 + I_2$  в точках, для которых  $\cos(\alpha_2 - \alpha_1) < 0$ , I будет меньше.

Явление наложения свет волн, при котором интенсивность результирующей волны не равна сумме интенсивностей накладываемых пучков, называется **интерференцией света**.

Из (5) условия **максимума** и **минимума** I при интерференции:  $\Delta\varphi = 2\pi m$ ,  $I = (a_1 + a_2)^2$  (6)  $\Delta\varphi = \pi(2m + 1)$ ,  $I = (a_1 - a_2)^2$  (7) колебания в фазе и противофазе.

Пусть две когерентные волны исходят из источников  $S_1$  и  $S_2$ . Допуская для простоты расчета, что обе волны имеют одинаковые амплитуды, найдем, что колебания в М, вызываемые первой и второй волнами, выразятся в виде



Начало

Содержание

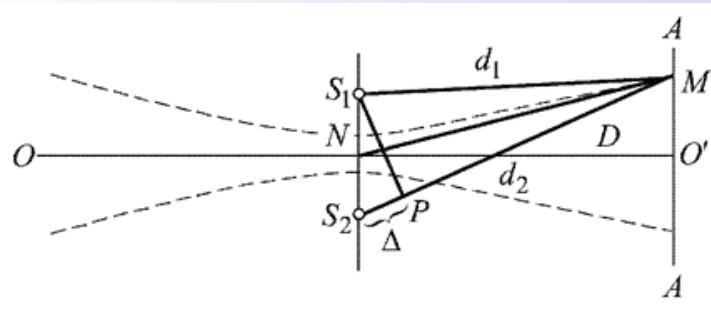


Страница 49 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть



$s_1 = a \cos \left[ 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{d_1}{\lambda} \right) \right]$ ,  $s_2 = a \cos \left[ 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{d_2}{\lambda} \right) - \varphi \right]$  (8) (здесь мы пренебрегаем зависимостью амплитуды сферической волны от расстояния)

Амплитуда результирующей волны будет определяться разностью расстояний  $d_2 - d_1$ . Поверхности равных разностей фаз  $d_2 - d_1 = const$  будут **гиперболами вращения** с фокусами  $S_1$  и  $S_2$ .

Область, в которой перекрываются интерферирующие волны, называют **полем интерференции**.

Если поставить экран, то на нем будет наблюдаться **интерференционная картина**, состоящая из **интерференционных полос** (геометрическое место т.к. с одинаковой разностью фаз интерферирует волн).

На экране, перпендикулярно к линии источников  $S_1S_2$ , получатся **интерференционные полосы** в виде концентрических колец. Если же экран параллелен линии источников, то полосы **гиперболы**. В небольшой центр части интерференционная картина практически будет состоять из равноотстоящих параллельных светлых и темных полос.

Очевидно, аналогичная интерференционная картина будет получаться, если источниками  $S_1$  и  $S_2$  являются параллельные светящиеся узкие щели или тонкие нити.



Начало

Содержание



Страница 50 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

Рассмотрим частный случай, когда начальная разность фаз равна нулю. Тогда разность фаз определится разностью величин  $\Delta\varphi = k_1 D_1 - k_2 d_2$  (9)

$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_1} d_1 - \frac{2\pi}{\lambda_2} d_2 = \frac{2\pi}{\lambda_2} d_2 = \frac{2\pi}{\lambda} (n_1 d_1 - n_2 d_2) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta$ . (10) где длина волны  $\lambda$  - в вакууме.  $\Delta = (n_1 d_1 - n_2 d_2)$  - **разность оптических длин пути – оптическая разность хода**.

Тогда условия интенсивности максимума и минимума:  
 $\Delta = \pm \kappa \lambda_0$  ( $\kappa = 0, 1, 2, \dots$ ), (11)  $\Delta = \pm \left( \kappa + \frac{1}{2} \right) \lambda_0$  ( $\kappa = 0, 1, 2, \dots$ ), (12)

Оптическую разность хода, выраженную в длинах волн называют **порядком интерференции**.

Для оценки контрастности, интерференционной картины в некоторой точке интерференция поля Майкельсон ввел параметр видности (контрастности) увеличения:  $\gamma = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}$ . (13)

Контрастность равна нулю при равномерной освещенности экрана и равна единице при интенсивности в минимумах равной нулю.

В случае точечных монохроматичных когерентных источников контрастность зависит от соотношения интенсивностей. Из (6)  $I_{max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}$ .

$$I_{min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \gamma = \frac{2\sqrt{\frac{I_2}{I_1}}}{1 + \frac{I_2}{I_1}} (14)$$

Из (15)  $\rightarrow$  при одинаковых интенсивностях контрастность максимальна, увеличение  $\gamma = 1$ . ( $I_{max} = 3I$ ,  $I_{min} = 0$ )

**Ширина интерференционной полосы** - расстояние между двумя соседними минимумами или максимумами интенсивности. Найдем  $\Delta x$  на экране AA для интерференционной картины создаваемой точечными или линейными источниками. Начало отсчета выберем в точке O, относительно которой  $S_1$  и  $S_2$



Начало

Содержание



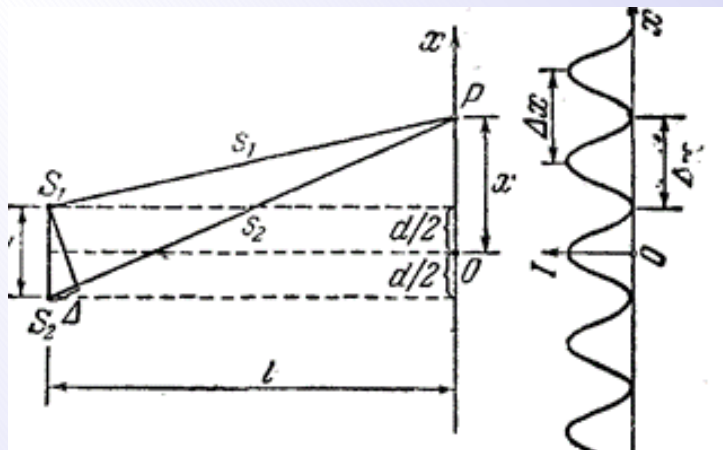
Страница 51 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

расположены симметрично.



Источники будем считать излучающими в одинаковой фазе. Из рисунка следует:

$$s_1^2 = l^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2, s_2^2 = l^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2, s_2^2 - s_1^2 = (s_2 + s_1)(s_2 - s_1) = 2xd. \quad (15)$$

Для получения различной интерференционной картины расстояние между источниками  $d$  должно быть намного меньше расстояния до экрана  $L$ . Расстояние  $x$ , в пределах которого образуются интерференционные полосы, также бывает много меньше  $L$ . При этих условиях  $s_2 + s_1 \approx 2l$ . В среде с  $n = 1$  разность  $s_2 - s_1$  дает оптическую разность хода  $\Delta$ . Следовательно:  $\Delta = \frac{xd}{l}$ . Подставив это в (12), получим, что максимум интенсивности будут наблюдаться при  $\Delta x = \frac{l}{d} \lambda_0$ , ( $\kappa = 0, 1, 2, \dots$ ). Отсюда ширина полосы  $\Delta x = \frac{l}{d} \lambda_0$  (16)



Начало

Содержание

◀ ▶

◀▶

Страница 52 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

## §4.2 Методы наблюдения интерференции в оптике: метод Юнга, зеркала Френеля, бипризма Бийе, зеркало Ллойда. Таутохронизм оптических систем.

Интерференция излучений от независимых источников света, направленная от электрических лампочек, недоступна наблюдению. Дадим квазиклассическое объяснение.

**Излучение источника** – есть совокупность излучений атомов этого источника. Возбужденный атом испускает последовательность цугов волн длительности  $\sim 10^{-8}$  с. При наложении двух цугов, излучаемых двумя атомами, на экране получится какая-то интерференционная картина. Положение полос определяется разностью фаз между колебаниями обоих цугов. А она быстро и беспорядочно меняется от одной пары цугов к следующей. Глаз или другой приемник света не в состоянии следить за этой быстрой сменой интерференционных картин и фиксирует только равномерную освещенность экрана.

Смещение интерференционных полос при замене одной пары цугов другой происходить не будет, если у этих цугов начальные фазы и хотя и меняются нерегулярно во времени; но одинаково. В этом случае разность фаз складываемых колебаний зависит только от оптической разности хода, регулярно меняющейся в пр-ве.

Таким образом, чтобы сделать возможным наблюдение интерференции, надо излучение от одного и того же атома (цуг) разделить на два или несколько пучков и заставить их попадать на экран различными путями. Применяются два экспериментальных метода: метод деления амплитуды и метод деления фронта волны.

В **методе деления амплитуды** свет от источника делится на пучки с меньшей амплитудой светового вектора на один или нескольких частично отражающих, частично пропускающих плоскостях. Он часто используется в **интерферометрах**.



[Начало](#)

[Содержание](#)



[Страница 53 из 274](#)

[Назад](#)

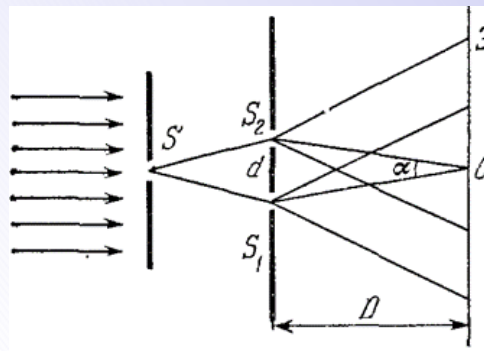
[На весь экран](#)

[Закрыть](#)



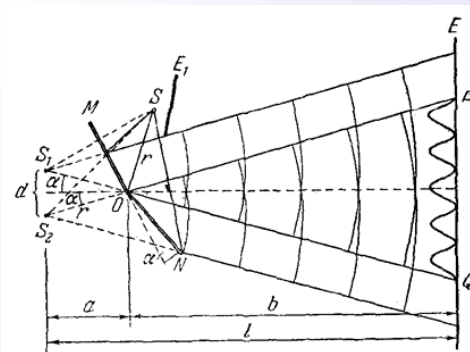
В **методе деления фронта волны** когерентные пучки получаются с помощью оптических устройств, направленных отверстий, зеркал, линз и т.д., расположенных на поверхности фронта волны. Общим для схем, реализуемых по этому методу, является получение от реального источника  $S$  двух когерентных источников  $S_1$  и  $S_2$ , располагающихся на некотором расстоянии один друг от друга и от которых на экране, расположенном на расстоянии  $L$  от этих источников, наблюдается картина интерференции. Рассмотрим схемы реализации этого метода.

1) **Опыт Юнга [Юнг]** (1802). Пучок света от Солнца падал на экран с узкой щелью  $S$ . Дифрагированный свет шел ко второму экрану с двумя узкими отверстиями или щелями  $S_1$  и  $S_2$ . На этих щелях свет также претерпевал дифракцию, в результате чего получались два перекрывающихся расходящихся пучка света. Ввиду общности происхождения эти пучки когерентны. На экране в месте перекрытия пучков наблюдались параллельные интерференционные полосы.



По ширине интерференционных полос Юнг впервые измерил длины световых волн.

2) **Зеркала Френеля [Френель]**. Два плоских зеркала  $OM$  и  $ON$  разворачиваются на  $\alpha \ll 1$ . Параллельные линии пересечения зеркал  $O$  на расстоянии  $r$  помещается прямолинейный источник света  $S$ . Зеркала отбрасывают на экран  $E$  две цилиндрические когерентные волны, распространяющиеся так, как если бы они исходили из мнимых источников



Начало

Содержание



Страница 54 из 274

Назад

На весь экран

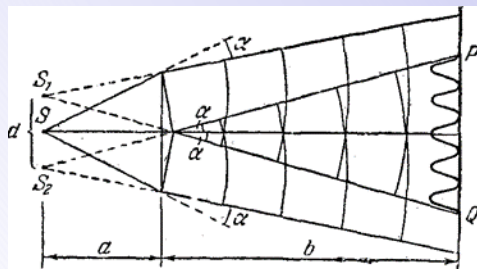
Закрыть

$S_1$  и  $S_2$  - Экран  $E_1$  преграждает свету путь от источника  $S$  к экрану  $E$ . Легко сообразить, что угол между  $OP$  и  $OQ = 2\alpha$ .  $OS_1 = OS_2 = OS = r$ . Таким образом, расстояние между  $S_1$  и  $S_2$   $d = 2r \sin \alpha \approx 2r\alpha$  (1)  $\alpha = r \cos \alpha \approx r$   $l = r + b$ , (2)

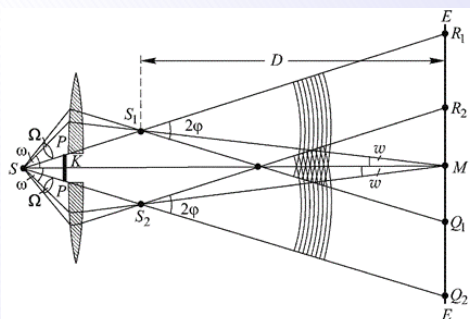
Из полученных параметров можно найти ширину интерференционной полосы.

### 3) Бипризма Френеля [Френель].

Изготовленные из одного куска стекла две призмы с малым преломляющим углом  $\nu$  имеют общее основание. Параллельно этому основанию на расстоянии  $\alpha$  от него располагается прямолинейный источник света  $S$ . Угол падения лучей на бипризму мал, вследствие чего все лучи отклоняются бипризмой на одинаковый угол  $\alpha = (n - 1)\nu$  (3). В результате образуются две когерентные цилиндрические волны, как бы исходящие из мнимых источников  $S_1$  и  $S_2$ , лежащих в одной плоскости с  $S$ , расстояние между которыми  $d = \alpha \cdot 2\alpha$ . (4) При этом  $L = a + b$ . (5) Отсюда можно найти ширину полосы.



4) **Билинза Бийе**. Собирающая линза разрезается пополам, и обе половинки ее раздвигаются. На билинзу направляется свет от щели  $S$ , параллельной плоскости разреза. В  $S_1$  и  $S_2$  получаются действительные изображения щели  $S$ . Пучки света, проходящие через  $S_1$  и  $S_2$ , перекрываются. В местах перекрытия наблюдается интерференция.



5) **Зеркало Ллойда** [Ллойд]. Пучок от источника интерферирует с пучком, отраженным от зеркала под углом, близким к  $90^\circ$ . Таким образом, источниками когерентных волн являются  $S$  и его мнимое изображение  $S_1$ .



Начало

Содержание

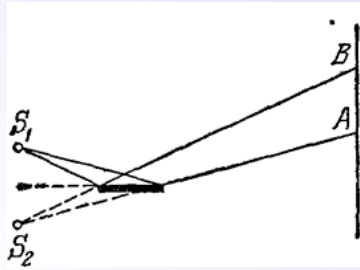


Страница 55 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть



## п. Таутохронизм оптических систем.

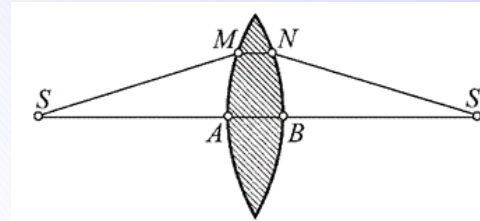
Рассмотрим проявление интерференции в процессе формирования изображения оптической системой. Все лучи, выходящие из точки источника и приходящие в точку изображения согласно теореме Ферма распространяются одинаковое время.

Такие пути называют **таутохронными**, ибо свет по этим не равным по геометрической длине путям распространяется за одно и то же время. Но  $dt = dl/v = n dl/c$ . (6)  $\rightarrow$  таутохронным путям соответствуют одинаковые длины пути.

Т.е. отдельные части волны, приходящие по таутохронным путям приходят без разности фаз  $\delta$  и взаимно усиливают друг друга. Пути, ведущие от  $S$  ко всякой другой точке пространства, не будут оптически равными, и взаимная интерференция поведет к ослаблению света.

### Выводы:

- 1) получение изображения в линзе или в другой оптической системе - есть интерференционный эффект.
- 2) Оптическая система, дающая изображение источника не вносит разности хода между отдельными лучами формирующими изображение.



[Начало](#)

[Содержание](#)



Страница 56 из 274

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Заккрыть](#)

### §4.3 Влияние размеров источника и некогерентности светового пучка на интерференционную картину. Временная и пространственная когерентность. Стоячие волны.

При росте размеров источника света интерференционная картина становится менее резкой и даже может исчезнуть. Это объясняется тем, что каждая точка источника дает на экране свою интерференционную картину.

Определим влияние размеров источника на контрастность интерференционной картины на примере схемы Юнга. Пусть  $AB$  – источник ширины  $b$ . Интерференционные максимумы от края источника (т. А, например) расположатся в точках, смещенных от максимумов от центра источника на величину  $S_0A_0$ .

Угол между интерферирующими лучами  $2\omega$  – **апертура интерференции**. Будем в расчетах исходить из условия  $\omega \ll 1$ .  $S_0A_0 = SA \cdot L/x = b/2 \cdot L/x$ . (1)

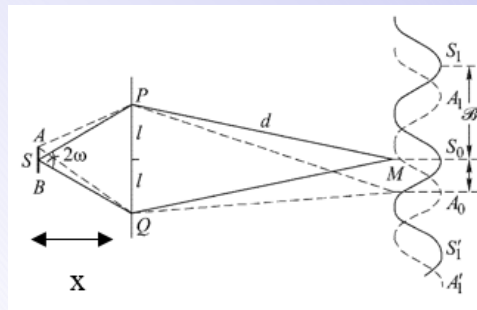
$$x = l/2\omega \rightarrow S_0A_0 = b \cdot L\omega/l \quad (2)$$

Интерференционная картина остается достаточно резкой, если  $S_0A_0$  не превышает примерно  $1/4$  ширины полосы

$$\omega/l \leq \lambda L/4l \rightarrow b\omega \leq \lambda/4 \quad (3)$$

Т.к. в общем случае циклическая частота  $\omega$  может быть не мала, то общая формула для размера источника:  $b \sin \omega \leq \frac{\lambda}{4}$  ((3'))

Формула (3) объясняет в частности, почему в опыте Юнга затруднительно наблюдать интерференцию непосредственно от Солнца. Для этого пришлось бы использовать щели на очень малом расстоянии  $l$  друг от друга.



Начало

Содержание



Страница 57 из 274

Назад

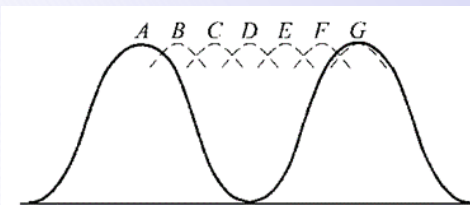
На весь экран

Закрыть

Таким образом, излучение источника конечных размеров не является строго когерентным. Согласно (3, 3') для данного источника и расстояния до него существует максимальное расстояние между щелями 1 и 2, при котором интерференционная картина достаточно четкая.

Другими словами – это есть расстояние по фронту волны, на котором излучение в точках фронта может рассматриваться когерентным - **ширина когерентности**. Согласованность колебаний в различных точках волнового фронта в направлении, перпендикулярно направлению распространения света характеризует **пространственную когерентность света**.

**Немонохроматичность** света также ведет сначала к ухудшению контрастности (видимости) интерференционных полос, а затем к полному исчезновению их. Пусть имеется квазимонохроматичный свет, в спектре которого содержатся с одинаковой интенсивностью волны от  $\lambda$  до  $\lambda + \Delta\lambda$ .



Интерференция не будет наблюдаться, если максимум  $m$ -го порядка для  $\lambda + \Delta\lambda$  совпадет с максимумом  $(m + 1)$ -го порядка для длины волны. В этих условиях весь провал между соседними максимумами будет заполнен максимумами неразличимых длин волн нашего интервала. Условие неразличимости интерференционной картины:  $(m + 1)\lambda = m(\lambda + \Delta\lambda)$  (4)

Отсюда **максимальный наблюдаемый порядок интерференции**  $m = \lambda/\Delta\lambda$  (5)

Таким образом, чем менее монохроматичен свет, тем ниже порядки интерференции, доступные наблюдению.

Из проведенного выше обсуждения следует, что разность хода, при которой исчезает интерференционная картина, определяется соотношением  $L \equiv d_2 - d_1 = \lambda^2/\Delta\lambda$  (6)



Начало

Содержание



Страница 58 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

Эту величину называют **длиной когерентности**. Длина когерентности определяется свойствами источника света либо применяемого монохроматора. Если источник света разреженный газ, то длина когерентности для отдельных спектр линий не превышает нескольких десятков см. Для лазерных источников света длина когерентности может достигать тысяч км. Здесь максимальный порядок интерференции ограничивается не степенью монохроматичности лазерного излучения, а неоднородностью земной атмосферы и трудностями создания стабильной интерференционной схемы столь больших размеров.

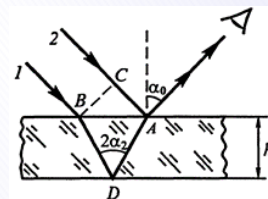
Видно, что длина когерентности  $L$  совпадает с длиной пути  $l_{\text{цуга}}$ . Если оптическая разность хода волн превышает длину цуга  $l_{\text{цуга}}$ , то в данной точке накладываются цуги, полученные делением разных цугов и для них  $\delta$  не остается постоянной. С изложенной точки зрения нарушения когерентности связаны с запаздыванием одного цуга волн по сравнению с другим.

Поэтому здесь говорят о **временной когерентности**, а длительность цуга называют **временем когерентности**.

#### §4.4 Двухлучевая интерференция при отражении и преломлении света в тонких пластинках. Полосы равного наклона и равной толщины.

При освещении тонкой пленки происходит наложение волн от одного и того же источника, отразившихся от передней и задней поверхностей пленки. При этом может возникнуть интерференция. Если свет белый, то интерференционные полосы окрашены.

Явление интерференции в тонких пленках наблюдается на стенках мыльных пузырей, на тонких пленках масла или нефти на поверхности воды, на пленках, возникающих на поверхности металла при закалке (цвета побежалости), и т. д.



Начало

Содержание



Страница 59 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть



Пусть на прозрачную плоскопараллельную пленку падает параллельный пучок света. Пластика отражает два когерентных параллельных пучка света, из которых один образуется за счет отражения от верхней поверхности пластинки, второй - вследствие отражения от нижней поверхности. Кроме этих двоих пучков пластинка отразит вверх пучки, возникающие в результате трёх-, пяти- и т. д. кратного отражения от поверхностей пластинки.

Однако ввиду их малой интенсивности мы эти пучки принимать во внимание не будем, т.е. будем рассматривать **двухлучевую интерференцию**.

Найдем оптическую разность хода лучей 1 и 2 в точке А. Необходимо учесть, что при отражении света от среды с большим  $n$  фаза отраженной волны меняется на  $\pi$ .

$$\Delta = (BD + DA)n - \left( AC - \frac{1}{2}\lambda \right), \quad n(BD + DA) = \frac{2hn}{\cos \alpha_2},$$

$$AC = 2h \operatorname{tg} \alpha_2 \sin \alpha_0, \quad \sin \alpha_0 / \sin \alpha_2 = n$$

Отсюда  $\Delta = 2hn \cos \alpha_2 + \frac{1}{2}\lambda$  (1) (если снизу пластинки вещество с большим показателем преломления, то последнего слагаемого нет)

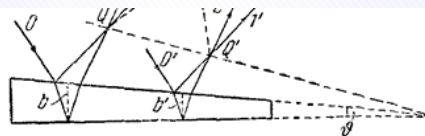
Приняв во внимание, что  $n \cos i_2 = \sqrt{n^2 - n^2 \sin^2 i_2} = \sqrt{n^2 - \sin^2 i_1}$ ,

$$\Delta = 2b\sqrt{n^2 - \sin^2 i_1} - \frac{\lambda_0}{2}. \quad (2)$$

Если первая среда имеет  $n_1$ , а вторая  $n_2$ , то  $\Delta = 2d\sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta}$  (2')

Из (1,2) следует, что оптическая разность хода зависит от толщины пластинки и угла падения лучей. Если на пластинку падает параллельный световой пучок, а толщина пластинки неодинакова, то на ее поверхности будут наблюдаться полосы, отвечающие участкам равной толщины. Их и называют **полосами равной толщины**. При наблюдении в белом свете видны цветные полосы, т.к. положения максимумов зависят от длины волн.

Примером полос равной толщины являются полосы на клине с малым углом раствора  $\alpha$ . Определим ширину полосы. Разность



Начало

Содержание



Страница 60 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

оптических разностей хода для двух соседних полос  $\Delta_2 - \Delta_1 = 2(d_2 - d_1)n \cdot \cos r = \lambda$ .

$$d_2 - d_1 = \Delta x \cdot \alpha, \quad 2\Delta x \cdot \alpha n \cdot \cos r = \lambda \rightarrow \Delta x = \lambda / (2\alpha n \cdot \cos r) \quad (3)$$

**Ньютон** наблюдал полосы равной толщины в прослойке между плоской поверхностью стеклянной пластинки и плоско-выпуклой линзой. Полосы получили название **колец Ньютона**.

Найдем радиусы колец Ньютона, получающихся при падении света по нормали к пластинке. В этом случае  $\cos i_2 \approx 1$  и оптическая разность хода равна удвоенной толщине зазора.

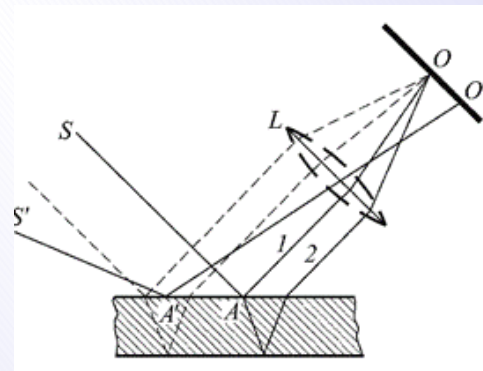
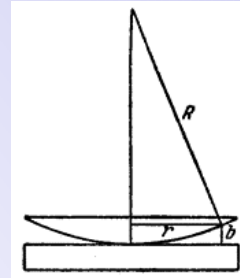
$$R^2 = (R - b)^2 + r^2 \approx R^2 - 2Rb + r^2, \rightarrow b = r^2 / 2R. \quad \Delta = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2}. \quad (4)$$

$$\text{Для темных колец } \Delta = (2m + 1)\lambda/2 \rightarrow r_m = \sqrt{m\lambda R}, \quad (5)$$

где  $m$  - целое число. В частности,  $m = 0$  и  $r_m = 0$  соответствуют темноте (объяснение центрального темного пятна). Измерив  $r_m$  и зная  $m$  и  $R$ , можно из описанного опыта найти  $\lambda$ .

В проходящем свете (5) определяет условие максимума интерференции. Если пространство между пластинками заполнено средой, то  $r_m = \sqrt{m\lambda R/n}$  (6)

Из (2) следует, что для плоскопараллельной однородной пластинки  $\Delta$  может меняться только при изменении угла падения. Если эту пластинку осветить монохроматическим пучком лучей, падающих на нее под разными углами (например, сходящимся пучком), то каждому значению радиуса будет соответствовать своя оптическая разность хода. Лучи 1 и 2 будут параллельны друг другу. В соответствии с этим для наблюдения интерференции необходимо аккомодировать глаз на бесконечность или собрать интерферирующие лучи при помощи линзы. Получаемые в фокальной плоскости полосы соответствуют



Начало

Содержание



Страница 61 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

определенному равному значению толщины, поэтому называются **полосами равного наклона**.

Интерференция в тонких слоях применяется для уменьшения потерь на отражение в оптических приборах.

Нанесем на стекло слой диэлектрика с  $1 < n < n_0$  где нулевой показатель преломления  $n_0$  – показатель преломления стекла. Оптическую длину пути сделаем  $= \lambda/4$  в диэлектрике (или нечетному числу  $\lambda/4$ ).

Тогда оптическая разность хода отраженных волн, будет равна  $\lambda/2$  (обе волны отражаются с изменением  $\varphi$  на  $\pi$ ). При этом происходит ослабляющая интерференция.

С учетом многолучевой интерференции можно доказать, что при выполнении условия  $n = \sqrt{n_0}$  гашение будет полным. “Просветление” обычно проводят для желто-зеленой части спектра, а красные и синие лучи имеют при этом больший радиус кривизны. Поэтому стекло с таким покрытием в отраженном свете кажется голубоватым или пурпурным (смесь синего и красного цвета).



[Начало](#)

[Содержание](#)



[Страница 62 из 274](#)

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закрыть](#)

## §4.5 Многолучевая интерференция. Интерферометры. Применение интерференции.

**Интерферометры** - оптические измерительные приборы, основанные на интерференции света. И можно разделить на двухлучевые и многолучевые.

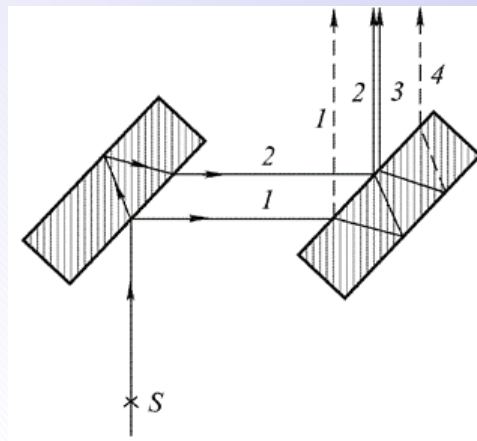
Примеры двухлучевых интерферометров:

1) **Интерферометр Жамена** [Жамен] (ИЖ) состоит из двух толстых плоскопараллельных пластин из однородного стекла или кварца. Задние отражаемые поверхности пластин посеребрены. Пластины  $\sim$  под  $45^\circ$  к линии, соединены их центры.

Угол можно менять. При падении пучка на 1 пластинку часть лучей отразится от перед грани, а часть, преломившись, отразится от зад грани; таким образом, из 1 пластинки выйдут два пучка на некотором расстоянии друг от друга; каждый пучок, попадая на вторую пластинку, опять раздвоится, и из второй пластинки выйдут уже четыре пучка, но так, что второй и третий наложатся друг на друга.

Поместим на пути 1 из лучей слой вещества  $l$  с  $n$  иным, чем у окружающего вещества  $n_1$ . Тогда оптическая разность хода между интерферирует лучами в приборе изменится на  $n_2l - n_1l = l(n_2 - n_1)$  Если  $\Delta = m\lambda$ , то интерференционная картина сместится на  $m$  полос. Определив  $m$ , можно вычислить разность показателя преломления  $\Delta n$  вещества. Типичный показатель преломления  $\Delta n$ , доступный для измерения,  $\sim 10^{-6}$  и менее.

2) **Интерферометр Майкельсона**. [Майкельсон] (ИМ) (ноябрь 1907) Пучок от источника  $L$  падает на пластинку  $P_1$ , покрытую тонким слоем  $Ag$  или  $Al$ . Луч  $AB$ , прошедший через  $P_1$ , отражается от  $S_1$  и, попадая опять на  $P_1$ , частично проходит,



Начало

Содержание



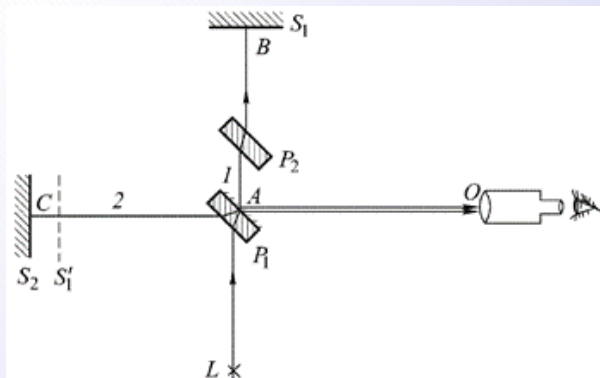
Страница 63 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

а частично отражается по направлению АО. Луч AC отражается от  $S_2$  и, попадая на  $P_1$ , частично проходит также по направлению АО. Лучи 1 и 2 интерферируют друг с другом. Т.к. луч 2 пересекает пластинку  $P_1$  3 раза, а 1 – 1 раз, на его пути поставлена  $P_2$ , идентичная  $P_1$ , компенсирующая добавление оптической разности хода.



Наблюдаемая интерференционная картина будет соответствовать интерференции в воздушном слое, образованном  $S_2$  и мнимым изображением  $S_1'$  зеркала  $S_1$  в пластинке  $P_1$ . Если  $S_1$  и  $S_2$  расположены так, что воздушный слой плоскопараллелен, то получающаяся интерференционная картина представится полосами равного наклона. Нередко слой имеет вид клина и наблюдаются полосы равной толщины, параллельно ребру клина.

Если сместить 1 из зеркал на  $\Delta h$ , возникнет дополнительно  $\Delta = 2\Delta h$ . Если  $\Delta = m\lambda$ , полосы сместятся на  $m$ . Таким образом, можно измерять малые перемещения. Например, с помощью интерферометра Майкельсона установлен эталон метра = 1 650 763,73 л оранжевой линии  $^{86}\text{Kr}$ .

Интерферометр Майкельсона позволяет определить длину когерентности  $l_{\text{ког}}$ : перемещать 1 из зеркал до тех пор, пока интерференционная картина не исчезнет.



Начало

Содержание



Страница 64 из 274

Назад

На весь экран

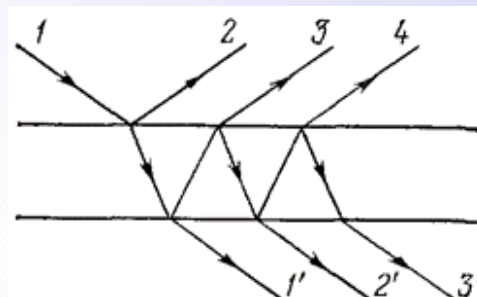
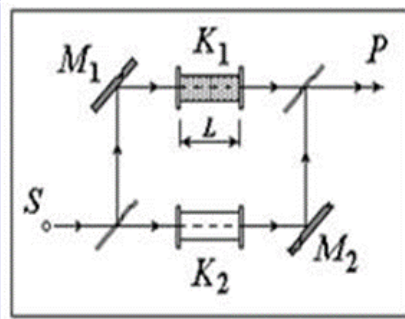
Закрыть

**В.П. Линник** сконструировал «микроинтерферометр», представляющий собой маленький ИМ, совмещенный с микроскопом. Он позволяет служить для исследования качества поверхности.

3) **Интерферометр Маха - Цендера**. (ИМЦ) усовершенствование **интерферометр Жамена**. Полупрозрачной пластиной  $\Pi_1$  луч  $S$  разделяется на два после отражения от зеркал  $M_1$  и  $M_2$  лучи снова соединяются полупрозрачной пластиной  $\Pi_2$ . Сходную схема у **интерферометра Рождественского** [Рождественский].

**Многолучевая интерференция.** При рассмотрении интерференции в тонких пленках мы ограничились интерференцией только двух волн. Многократными отражениями можно пренебречь, когда коэффициент отражения невелик. Пусть коэффициент отражения  $R = 5\%$ . Тогда интенсивность лучей 2 и 3 будут примерно одинаковы, а интенсивность 4 луча в 400 раз меньше, чем у 3. Если коэффициент отражения близок к единице, то заметный вклад в интерференцию вносит большое число лучей. Положения максимума и минимума определяются теми же условиями, что и в случае двухлучевой интерференции. Однако распределение  $I$  изменяется. При приближении коэффициента отражения к 1 в проходящем свете интерференционная картина представляет узкие светлые полосы на темном фоне. Т.е. рост коэффициента отражения приводит к росту **резкости** интерференционной картины.

Многолучевая интерференция используется в **многолучевых интерферометрах**:



[Начало](#)

[Содержание](#)



Страница 65 из 274

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закрыть](#)

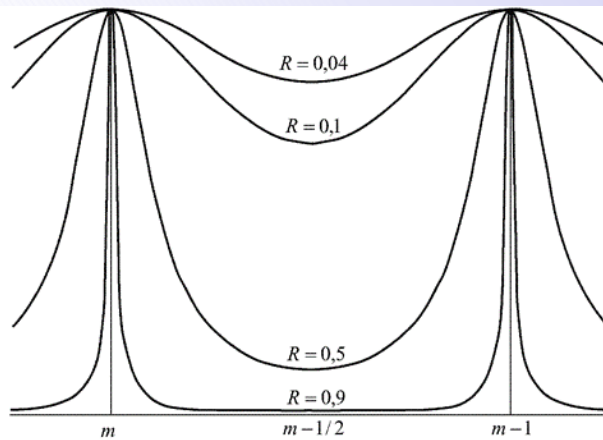
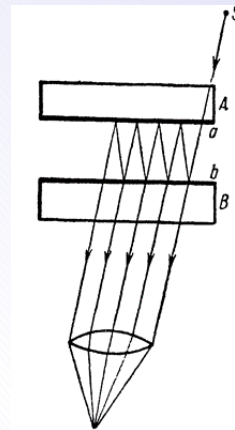


Рис. 7.3. Кривые распределения интенсивности в проходящем свете в зависимости от порядка интерференции  $m$  при разных коэффициентах отражения  $R$  (коэффициент поглощения  $A$  принят равным нулю)

1) **Интерферометр (эталон) Фабри - Перо.** [Фабри][Перо] Состоит из двух плоскопараллельных стеклянных или кварцевых пластин, внутренние поверхности которых серебрят, или покрывают диэлектрическими пленками, обеспечивающими высокий коэффициент отражения.

Свет от источника  $S$  проходит сквозь слой  $\alpha$ , падая на полупрозрачное зеркало  $b$  частью проходит сквозь него, а частью отражается обратно к  $\alpha$ . В результате многократных отражений из пластинки  $B$  выходят параллельные лучи уменьшающейся интенсивности с  $\delta$ , определяемой удвоенным расстоянием между пластинками.

В фокальной плоскости линзы наблюдается система интерференционных колец – полосы равного наклона.



Начало

Содержание



Страница 66 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть



Если в эталон попадают излучения с двумя разными длинами волн, то наблюдаются две системы колец. Чем резче интерференционные кольца, тем меньшую разность длин волн можно различить. При помощи эталона Фабри-Перо исследована так называемая **сверхтонкая структура спектральных линий**, связанная со свойствами атома ядра.

Наименьшая разность длин волн  $\lambda$ , обнаруживаемая эталоном Фабри - Перо, составляет примерно  $10^{-15}$  м [данные Путилова-Фабриканта, 1963].

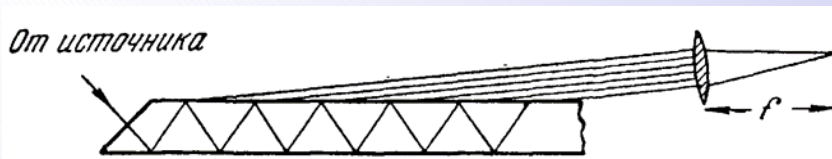
## 2) **Пластинка Льюмера - Герке** [Льюмер] [Герке].

Плоскопараллельная пластинка из

однородного стекла или кварца  $d$  3-10 мм и  $l$  до 30 см. Луч, входящий в пластинку через скошенную грань, падает на поверхность почти под углом полного внутреннего отражения. В результате многократных отражений от поверхностей и возникает много когерентных лучей, параллельных друг другу. Параллельный пучок может быть собран в фокальной плоскости линзы, где возник интерференционная картина.

На основе многолучевых и создают **интерференционные светофильтры** - оптические устройства, пропускающие излучение лишь вблизи

определенной частоты  $\nu$ . (мыльный пузырь посеребренные обе поверхности.) Интерференционный Светофильтр - это Эталон Фабри-Перо очень малой толщины две полупрозрачные серебряные пленки разделены тонким слоем прозрачного



[Начало](#)

[Содержание](#)



Страница 67 из 274

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закрыть](#)

диэлектрика.

Пусть оптическая разность хода между двумя интерферирует прошедшими лучами 1000 нм. Тогда в результате интерференции в проходящем свете будет усилено излучение с длиной волны 1000, 500, 333 нм. . .

Из видимого света такой фильтр будет пропускать излучение вблизи 500 нм.



*Начало*

*Содержание*



*Страница 68 из 274*

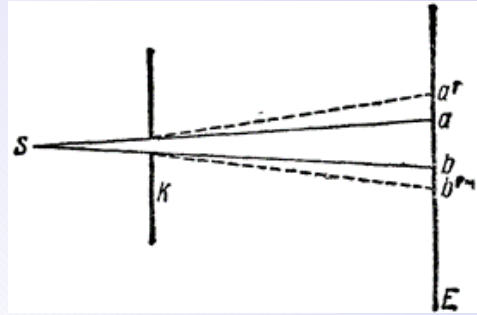
*Назад*

*На весь экран*

*Закреть*

### §5.1 Дифракция света. Принцип Гюйгенса–Френеля. Зоны Френеля.

Поместим точечный источник света  $S$  на большом расстоянии от непрозрачного экрана  $K$  с небольшим отверстием. Согласно геометрической оптике чем меньше отверстие в экране, тем меньше диаметр светлого пятна на экране  $E$ . Однако начиная с определенной величины отверстия, дальнейшее его уменьшение вызывает не уменьшение пятна на экране  $E$ , а увеличение.



Описанное явление носит название **дифракции**. Будем называть **дифракцией света** всякое отклонение от прямолинейного распространения света, не связанное с отражением или преломлением.

Дифференциальная задача сводится к нахождению решения уравнений Максвелла. В оптике большее значение имеют нестрогие методы решения дифракционных задач, основанные на **принципе Гюйгенса-Френеля**. [Гюйгенс][Френель]

**Принцип Гюйгенса-Френеля:** Пусть известно положение волн фронта в некоторый момент времени. Тогда каждую точку волн фронта можно считать источником вторичных сферических волн. Огибающая этих волн определяет положение в фронта в момент  $t + \Delta t$ . Френель дополнил этот принцип представлением о когерентности вторичных волн и их интерференции. Окружим источник  $L$  воображаемой замкнутой поверхностью  $F$  любые формы. Каждую точку такой поверхности можно рассматривать как источник вторичных когерентных волн. Световое поле, возникающее в результате их интерференции, в пространстве вне



[Начало](#)

[Содержание](#)



Страница 69 из 274

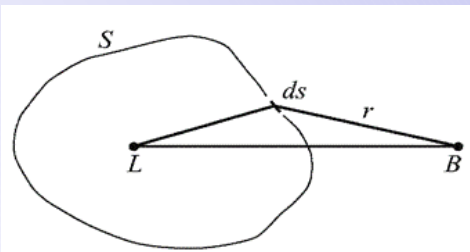
[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закрыть](#)

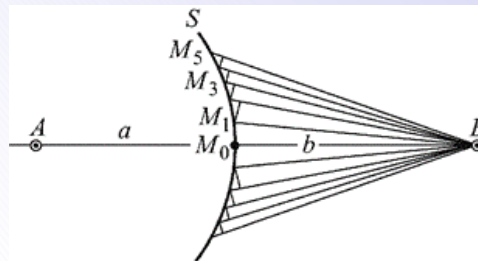
поверхности F совпадает с полем реального источника света.

По Френелю каждый элемент площади  $dF$  поверхности F испускает вторичную сферическую волну, которая создает в точке B колебания  $\frac{\alpha dF}{\rho} \sin(\omega t - kr - \varphi)$  (1), где  $\alpha = f(A, \theta)$  (уменьшается с  $\theta$ ) а  $\varphi$  - фазой действительного колебания, дошедшего от L до элемента  $ds$ .



Обоснование принципа Гюйгенса-Френеля с помощью волнового уравнения было дано **Кирхгофом**. Оно позволило найти явный вид амплитуды вторичных волн.

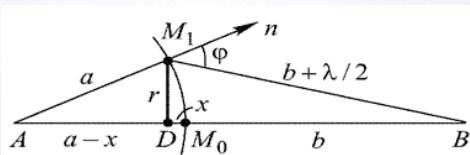
Первой задачей, которую решил Френель, явилась задача о прямолинейном распространении света. Он применил **метода зон Френеля**. В качестве поверхности вторичных источников выберем поверхность фронта волны, идущей из A (поверхность сферы с центром A). Для вычисления действия в точке B соединяем A с B и разбиваем поверхность S на зоны такого размера, чтобы расстояния от



$M_1B - M_0B = M_2B - M_1B = M_3B - M_2B = \dots = \frac{\lambda}{2}$  краев зоны до B отличались на  $\lambda/2$ , т.е.

Вычислим размеры зон Френеля. Для интенсивности зоны  $r^2 = a^2 - (a - x)^2 = \left(b + \frac{\lambda}{2}\right)^2 - (b + x)^2$  (2)

Т. к. длина волны  $\lambda$  очень мала по сравнению с  $a$  или  $b$ , то  $x = \frac{b}{a + b}$  (3) и, следовательно, S сферического сегмента,



Начало

Содержание



Страница 70 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

представляющего первую, или центральную, зону, есть  $2\pi a x = 2\pi a \frac{b}{a+b} \frac{\lambda}{2} = \frac{\pi ab}{a+b} \lambda$ .  
(4)

Проведя подобные вычисления для  $m$  зон Френеля, найдем площадь каждой зоны равна  $\pi \frac{ab}{a+b} \lambda$  (при не слишком больших  $m$ ).

Таким образом, построение Френеля разбивает поверхность сферической волны на равновеликие зоны.

Действие отдельных зон на точку В тем меньше, чем больше угол между нормалью к поверхности зоны и направлением на В и чем дальше зона. Таким образом, действие зон постепенно убывает с ростом номера.

Пусть действие центральной зоны в точке В выражается возбуждением колебания с амплитудой  $s_1$ , действие соседней - с амплитудой  $s_2$  и т.д.  $s_1 > s_2 > s_3 > s_4 \dots$ . Воображаемые источники зоны  $M_0M_1$  расположены на  $\lambda/2$  ближе к В, чем соответственные источники зоны  $M_1M_2$ , так что посылаемые колебания дойдут до В в противоположных фазах. Окончательное значение А колебания, возбужденного в точке В всей совместностью зон, т.е. всей световой волной

$$s = s_1 - s_2 + s_3 - s_4 + s_5 - s_6 + \dots = s_1 - (s_2 - s_3) - (s_4 - s_5) - (s_6 - s_7) - \dots$$

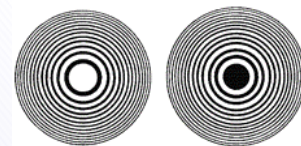
Из условия  $s_1 > s_2 > s_3 > s_4 \dots$  следует, что все выражения в скобках положительны, так что  $s < s_1$ . Освещенность в точке наблюдения  $E \sim s^2 < s_1^2$ . (5)

Таким образом, действие всей волны на точку В сводится к действию ее участка, меньшего, чем центральный зона с площадью (4).

Для  $a$  и  $b \sim 1$  м S действующей части волны  $< 1$  мм<sup>2</sup>, следовательно распространение света от А к В действительно происходит так, как если бы свет поток шел внутри узкого канала вдоль АВ, т.е. прямолинейно.

Иллюстрацией, подтверждающей приведенный метод, может служить опыт с **зонной пластинкой**:

Экран из чередующихся прозрачных и непрозрачных колец, расстояние которых равно расстоянию зон Френеля



Начало

Содержание



Страница 71 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

для каких-либо значений  $a$ ,  $b$  и длины волны  $\lambda$ . Если поместить пластинку на расстоянии  $a$  от точечного источника и на расстоянии  $b$  от точки наблюдения на линии, соединяющей эти две точки, то для света с длиной волны  $\lambda$  пластинка прикроет четные зоны и оставит свободными нечетные, начиная с центральной. Волновой фронт, профильтрованный через зонную пластинку, должен давать в точке В результирующую амплитуду  $s = s_1 + s_3 + s_5 + s_7 + \dots$  т.е. значительно большую, чем при полностью открытом фронте. Зонная пластинка увеличивает освещенность в точке В, действуя подобно собирающей линзе.

Это **амплитудная зонная пластинка**. Можно достичь еще большей яркости изображений, если не задерживать колебания от четных зон, а сообщить им  $\Delta\varphi$  на  $\pi$ . Это осуществляется с помощью **фазовой зонной пластинки**.



Начало

Содержание



Страница 72 из 274

Назад

На весь экран

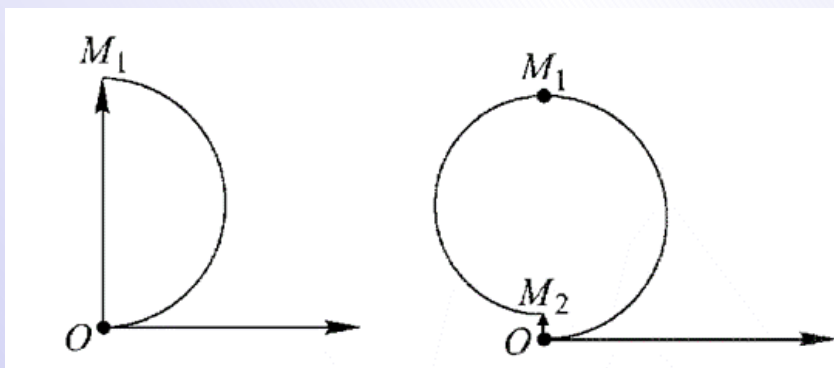
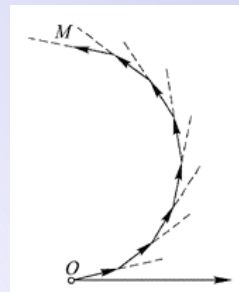
Закреть

## §5.2 Дифракция Френеля на круглом отверстии, на круглом экране, на краю полу бесконечного экрана. Спираль Корню.

Решение задач дифракции методом зон Френеля удобно производить, пользуясь **графическим методом сложения колебаний**.

Разобьём зону на равные участки. Действие участка можно выразить вектором, первый которого дает амплитуду, а направление определяет  $\varphi$ , обусловливаемую этим участком. Действие соседнего участка можно выразить вторым вектором, повернутым относительно первого. Первый вектор практически не будет отличаться от второго.

Таким образом, векторная диаграмма, определяющая действие ряда участков, составляющих зону, изобразится ломаной. Если разбить зону на бесконечное число бесконечно-малых участков, то ломаная обратится в дугу, мало отличающуюся от полуокружности. Векторную диаграмму действия центральной зоны можно представить рисунком, а колебание в  $B$ , вызванное действием одной центральной зоны, вектором  $OM_1$ .



Начало

Содержание

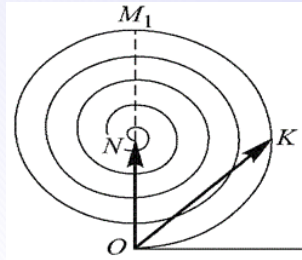


Страница 73 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть



Чтобы учесть действие второй зоны, надо продолжить векторную диаграмму. Хорда дуги  $M_1M_2$  несколько меньше, чем  $OM_1$ , вследствие возрастающего наклона зоны и расстояния. Продолжая построение, получим диаграмму действия всей волны.

Результирующая, характеризующая действие всего волн фронта, выражается вектором  $ON = s$ . Из рис. этот вектор равен примерно 0.5 вектора  $OM_1$ , представляющего действие центральной зоны, и совпадает с ним по направлению. Т.е., колебание в точке В, обусловленное всем волновым фронтом, совпадает по ?с колебанием, которое могла бы создать центральная зона, а по  $A \sim 0.5 A_0$

Применение метода **Френеля** позволяет предвидеть особенности в распространении световых волн, когда часть фронта волны перестает действовать вследствие наличия препятствия. Рассмотрим примеры:

а) **Дифракция на круглом отверстии.**

Пусть волна встречает на пути экран с круглым отверстием. Исследуем явление в точке В, лежащей на линии, соединяющей амплитуду А с центром круглого отверстия. Вспомогательная поверхность Френеля Е будет касаться экрана MN.

Вычислим радиус m-той зоны Френеля. Исходя из (5.1.2-3) с учетом, что  $x \ll a$

$$r_m = \sqrt{m \frac{ab}{a+b}} \lambda. \quad (1)$$

В зависимости от размера отверстия в нем уложится большее или меньшее число зон.



Начало

Содержание



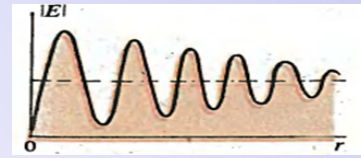
Страница 74 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

Из спирали Френеля видно, что если отверстие открывает одну зону или **небольшое нечетное** число зон, то действие в точке В будет больше, чем в отсутствие экрана.



Максимум действия соответствует размеру отверстия в одну зону.  $a_1 = 2a_0$ ,  $I_1 = (2a_0)^2 = 4I_0$  (2)

Если же отверстие открывает **четное число зон**, то свет возбуждение в точке В будет меньше, чем при свободной волне. Наименьшая освещенность соответствует двум открытым зонам.

Дифракционная картина от круглого отверстия представляет собой чередование светлых и темных концентрических колец с темным или светлым центром в зависимости от числа открытых зон Френеля.

### б) Дифракция на круглом экране.

Поместим между точечным источником света и точкой наблюдения непрозрачный круглый диск  $r_0$  так, чтобы он закрывал  $m$  первых зон Френеля [ $m$  можно найти по формуле (1)]. Рассуждая как раньше, представим напряженность поля излучения в точке Р в виде половины напряженности, создаваемой в этой точке первой открытой зоны Френеля:  $A = \frac{A_{m+1}}{2}$ . (3) При небольшом числе закрытых зон  $A_{m+1}$  мало отличается от  $A_1$ . Поэтому в точке Р интенсивность будет почти такая же, как при отсутствии преграды между S и Р.

Таким образом, в случае непрозрачного круглого диска дифракционная картина имеет вид чередующихся концентрических светлых и темных колец. В центре картины при любых (как четном, так и нечетном)  $m$  получается светлое пятно.

**Пуассон** предсказал это пятно и выдвинул в качестве возражения против теории Френеля. Было обнаружено Араго и названо **пятном Араго-Пуассона**.

### в) Дифракция на краю полу-бесконечного экрана.

Рассмотрим случай плоских волн фронта. Проведем цилиндрические коаксиальные поверхности, ось которых проходит через точку Р перпендикулярно



Начало

Содержание



Страница 75 из 274

Назад

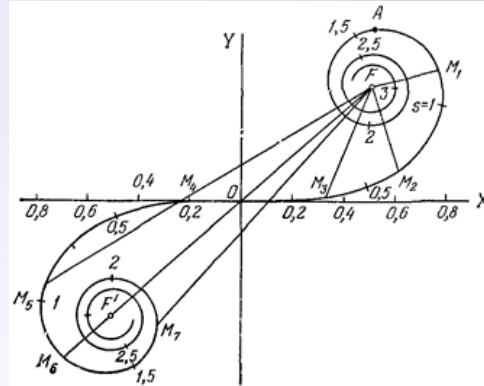
На весь экран

Закрыть

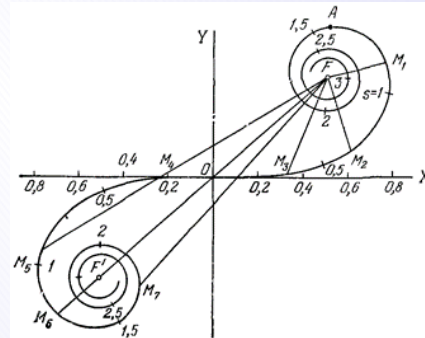
к плоскости (рис), а радиусы равны  $b, b + \lambda/2, b + 2(\lambda/2), \dots$

Тогда волновой фронт разобьется на прямоугольные полосы - **зоны Шустера**.

Каждую зону Шустера разобьем на бесконечно-узкие полоски и будем изображать колебание в точке Р от отдельной полоски, вектором на диаграмме. В результате получится **спираль Корню [Корню]**. Состоит из двух симметричных ветвей, бесконечное число раз обвивающиеся «фокусы» F и F' и неограниченные приближающиеся к ним. Верхняя ветвь представляет действие правой половины фронта, нижняя - левой. Отличие ветвей от спирали Френеля обусловлено более быстрым убыванием начальных зон Шустера. Колебание, возбуждаемое первой правой зоной Шустера, изображается вектором OA, второй правой - A2, двумя первыми правыми зонами вместе - O2 и т. д. Колебание, возбуждаемое всем фронтом- вектор F'F.



Для точки наблюдения Р всегда открыт правый край фронта. На векторной диаграмме колебание в точке Р - вектор  $M_n F$ , конечная точка которого в верхнем фокусе F, а начальная  $M_n$  лежит на спирали Корню. Если, сохраняя неизменным положение конечной точки F, перемещать точку  $M_n$  вдоль спирали Корню, то можно получить распространение амплитуды и интенсивности колебаний света по экрану.

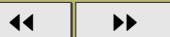


Пусть  $a_0 = |FF'|$  и  $I_0$  А и I колебаний от всего фронта. Когда точка Р на границе геометрической тени, колебание - вектор  $OF = 1/2F'F$ .  $A = 1/2a_0$  и  $I =$



Начало

Содержание



Страница 76 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

$1/4I_0$ . При перемещении  $P$  в освещенную область экрана  $M_n$  начнет перемещаться по нижней ветви спирали Корню, а амплитуда и интенсивность колебаний будут последовательно проходить через максимум и минимум, асимптотически приближаясь к нулевой интенсивности. При погружении точку  $P$  в область геометрической тени точка  $M_n$  перемещается по верхней ветви. По мере погружения в указанную область интенсивность света монотонно убывает и асимптотически стремится к 0. Таким образом, нет резкой границы между свет и тенью!

## Дифракция Френеля на крае полуплоскости



Начало

Содержание



Страница 77 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

### §5.3 Геометрическая оптика, как предельный случай волновой оптики. Дифракция Фраунгофера на щели и круглом отверстии. Разрешающая способность оптических приборов.

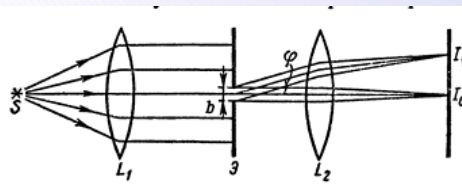
Число зон Френеля, открывающихся отверстием радиусом  $r$   $m = \frac{r^2}{\lambda} \left( \frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) (2)$

При  $m \gg 1$  трудно выявить дифракцию и можно говорить о наблюдении законов геометрической оптики. Следовательно, требование  $\lambda \rightarrow 0$  можно считать **основным условием перехода к геометрической оптике**.

При данной длине волны  $\lambda$  области геометрической оптики соответствуют малые  $a$  и  $b$ . Области дифракции Френеля (**ближней зоне дифракции**) соответствуют расстояния, когда открыто небольшое количество зон Френеля.

Область  $a, b \gg r^2/\lambda$  (отверстие открывает малую часть интенсивности зоны Френеля), - **дальняя зона дифракции**. Дифракцию в дальней зоне исследовал **Фраунгофер** и потому ее называют **дифракцией Фраунгофера**.

Практически для наблюдения дифракции Фраунгофера часто не используют очень больших расстояний. Излучение точечного источника  $S$  превращается линзой  $L_1$  в плоскую волну, которая проходит через отверстие. Дифракция Фраунгофера при этом наблюдается в фокальной плоскости линзы  $L_2$ .



Рассмотрим **дифракцию Фраунгофера на бесконечно узкой щели** (одной щели много больше ширины).

Разобьем щель на узкие параллельные полосы равной ширины. Каждая из полосок может рассматриваться как источник волн, причем  $\varphi$  и амплитуда всех этих волн одинаковы. Для расчета интенсивности света, распространяющегося по разным направлениям за щелью, напишем выражение для волны, посылаемой каждым элементом фронта, и просуммируем действие всех элементов. Амплитуда волны,



Начало

Содержание



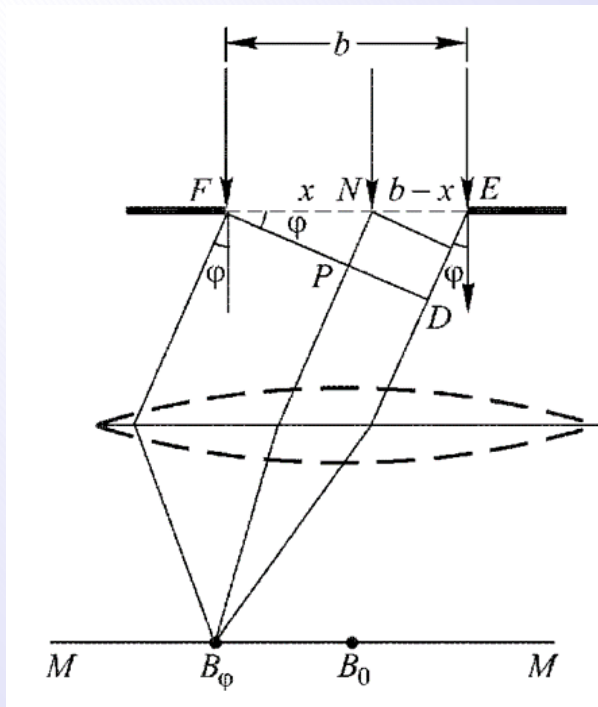
Страница 78 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

обусловленной 1 элементом,  $ds = \frac{A_0}{b} dx \cos \omega t$ . Распределение  $\varphi$  на плоскости FD, определяет соотношение фаз элементарных волн в точке  $B_\varphi$ , ибо линза не вносит дополнительно оптическую разность хода (таутохронизм).



Оптическая разность хода между волнами, идущими от элементарной зоны при точке  $F$  (край щели) и от какой-либо точки  $N$  (на  $x$  от края щели),  $NP = x \sin \varphi$ .

Световое возмущение в точке  $P$  плоскости FD:  $ds = \frac{A_0}{b} dx \cos(\omega t - kx \sin \varphi)$ .

Результирующее возмущение в точке  $B_\varphi$   $\int_0^b \frac{A_0}{b} \cos(\omega t - kx \sin \varphi) dx = (4)$



Начало

Содержание



Страница 79 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

Таким образом, результирующая волна, идущая в направлении  $\varphi$ , имеет амплитуду

$$A_{\varphi} = A_0 \frac{\sin[(bk \sin \varphi)/2]}{(bk \sin \varphi)/2} = A_0 \frac{\sin[(b\pi/\lambda) \sin \varphi]}{(b\pi/\lambda) \sin \varphi} \quad (5)$$

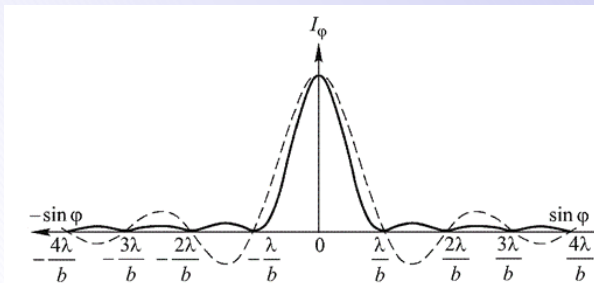
$A_{\varphi}$  обращается в 0 для углов, удовлетворяющих условию  $\sin \varphi = \frac{n\lambda}{b}$ . (6)

При определённых промежуточных значениях  $\varphi$ , амплитуда достигает максимальных значений. Наибольший максимум при  $\varphi = 0$ . Распределение интенсивности в дифракционной картине  $I_{\varphi} = I_0 \frac{\sin^2[(b\pi/\lambda) \sin \varphi]}{[(b\pi/\lambda) \sin \varphi]^2}$  (7)

Как видно из (6), расстояние мин от центра картины возрастает с уменьшением ширины щели  $b$ . При  $b < \lambda$ , минимумы не возникают и интенсивность монотонно спадает от середины картины к ее краям.

Картина, получающаяся на экране в случае **дифракции Фраунгофера от круглого отверстия**, - центральное светлое пятно, окруженное чередующимися темными и светлыми кольцами. Первый минимум находится на угловом расстоянии от центра дифракционной картины, равном  $\varphi_{min} = \arcsin 1,22 \frac{\lambda}{D}$  (8)  $\varphi_{min} = 1,22 \frac{\lambda}{D}$ ,  $D \gg \lambda$  (8')

Подавляющая часть светового потока, прошедшего через отверстие, попадает в область центра светового пятна. Поэтому в интенсивности приближении дифракционную картину можно считать состоящей из одного светлого пятна с угловым радиусом  $R$ , определяемым (8).



Начало

Содержание



Страница 80 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

Дифракционная картина остается такой же и в случае, когда края отверстия совмещены с краями линзы.

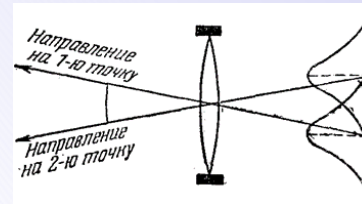
Таким образом, линза не может дать идеального оптического изображения. Вследствие волн природы света изображение точки, даваемое линзой, имеет вид пятнышка. Угловой размер пятнышка уменьшается с ростом диаметра оправы линзы  $D$ .

При очень малом угловом расстоянии между двумя точками их изображения, получающиеся с помощью оптического прибора, наложатся друг на друга. Следовательно, две очень близкие точки не будут восприниматься прибором раздельно или, как говорят, не будут разрешаться прибором.

Обозначим через  $\delta\Psi$  наименьшее угловое расстояние между двумя точками, при котором они еще разрешаются оптическим прибором.  $R = \frac{1}{\delta\Psi}$  (9) - разрешающей силой (способностью) прибора.

Найдем разрешающую силу объектива зрительной трубы или фотоаппарата для случая, когда рассматриваются или фотографируются очень удаленные предметы. Согласно критерию Рэлея [Рэлей] две близкие точки будут еще разрешены, если центральный дифракционный максимум для первой точки совпадет с первым дифракционным минимумом для второй точки. Это произойдет, если угловое расстояние между точками окажется равным угловому радиусу центрального максимума  $\delta\Psi = 1,22 \frac{\lambda}{D}$   $R = \frac{D}{1,22\lambda}$  (10) где  $D$  - диаметр оправы (входного зрачка) объектива. Как следует из (10), разрешающая сила объектива тем больше, чем больше его  $D$ .

Например, для глаза при  $D_{зр} 2$  мм и  $\lambda = 500$  нм  $\delta\Psi \sim 1'$ ,  $\sim$  угловое расстояние между соседними светочувствительными элементами сетчатки.



Начало

Содержание



Страница 81 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

Разрешающая сила микроскопа  $R_{\text{микроскопа}}$  равна обратному минимальному расстоянию между различимыми в микроскопе типами.

Для **самосветящегося объекта**:  $d = 0,61\lambda/(n \cdot \sin \alpha)$ , (11)

где показатель преломления среды, в которой находится предмет,  $\alpha$  - апертурный угол микроскопа (угол полураствора лучей, входящих в микроскоп). В видимом диапазоне  $d = 0,15\text{-}0,3$  мкм. Более мелкие детали в видимом диапазоне наблюдать нельзя. В связи с этим в практику вошли электронные микроскопы.



Начало

Содержание



Страница 82 из 274

Назад

На весь экран

Закреть

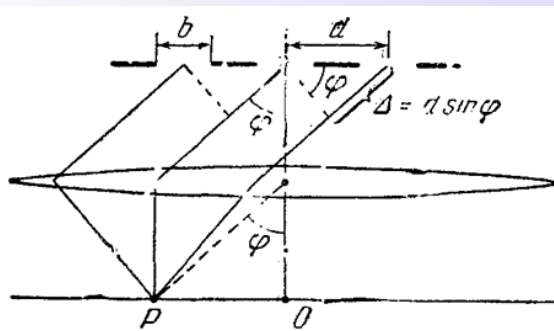
## §5.4 Дифракционные решетки.

**Дифракционная решетка** - спектральный прибор для различения света в спектре и измерения длины волны  $\lambda$ . Плоская или вогнутая стеклянная или металлическая поверхность, на которой нарезано много равноотстоящих штрихов (щелей, канавок, выступов).

Работают на пропускание или на отражение.

Рассмотрим простейшую решетку, состоящую из одинаковых равноотстоящих параллельных щелей, сделанных в непрозрачном экране. Ширина щели  $b$ , ширина непрозрачной части экрана между двумя щелями  $a$ .  $d = a + b$  **период (постоянная) решетки.**

В решетке осуществляется многолучевая интерференция дифрагированных на щелях пучков света. Дифракционная картина наблюдается по методу Фраунгофера, т. е. либо на бесконечно удаленном экране, либо в фокальной плоскости линзы, поставленной на пути дифрагированного света.



Картины от всех щелей придутся на одно и то же место экрана. Если бы колебания от различных щелей, были некогерентными, результирующая картина от  $N$  щелей отличалась бы от картины, создаваемой одной щелью, лишь ростом интенсивности в  $N$  раз. Однако колебания когерентны; поэтому для нахождения результирующей интенсивности нужно найти фаз соотношения между колебаниями.

Вектор амплитуды результирующего колебания  $A = A_1 + A_2 + \dots + A_n$  (1) где  $A_i$ -вектор амплитуды колебания, создаваемого в точке  $P$   $i$ -й щелью. Модули всех этих векторов одинаковы и зависят от угла  $\varphi$  (см. ф. (5.3.5)). Каждый следующий вектор повернут относительно предыдущего на один и тот же угол, равный разности



Начало

Содержание



Страница 83 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

фаз колебаний, возбуждаемых соседними щелями.

Для направлений, удовлетворяющих условию:

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

все  $A_i = 0$ . Поэтому и амплитуда результирующего колебания в соответствующей точке экрана будет равна нулю.

Таким образом, условие минимума для одной щели является также условием минимума для решетки. Эти минимумы назовем **главными минимумами**.

Оптическая разность хода лучей от соседних щелей  $d \sin \varphi$ . Для тех направлений, для которых  $d \sin \varphi = \pm m \lambda$  ( $m = 0, 1, 2, \dots$ ), (3)

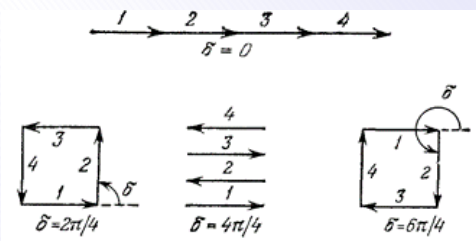
колебания от отдельных щелей взаимно усиливают друг друга, вследствие чего амплитуда колебаний в соответствующей точке экрана равна  $A_{max} = N A_{\varphi}$ , (4)

Формула (3) определяет положения максимума интенсивности, называемых **главными максимумами**. Число  $m$  дает **порядок главного максимума**. Максимум нулевого порядка только один, остальных по два.

Возведя (4) в квадрат, получим, что интенсивность главных максимумов:  $I_{max} = N^2 I_{\varphi}$ . (5)

Модуль  $\sin \varphi$  не может превысить единицу. Поэтому из (3) вытекает, что порядок максимума удовлетворяет уравнению:  $m \leq \frac{d}{\lambda}$ . (6)

В промежутках между соседними главными максимумами имеется по  $(N-1)$ -му **добавочному минимуму**. Эти минимумы возникают в тех направлениях, для которых колебания от отдельных щелей взаимно погашают друг друга. Направления добавочных минимумов определяются условием:  $d \sin \vartheta = \left(m + \frac{p}{N}\right) \lambda$  ( $p = 1, 2, \dots, N - 1$ ) (7)



Начало

Содержание

◀ ▶

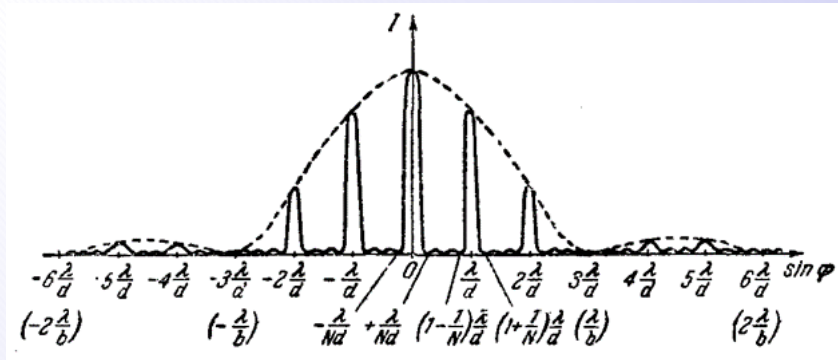
◀◀ ▶▶

Страница 84 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть



Происхождение добавочных минимумов уясним с помощью векторной диаграммы. Если векторный многоугольник из векторов амплитуд, создаваемых отдельными щелями, замкнут, то результирующая амплитуда  $A = 0$  и получается дифракционный минимум. Разности хода (7) соответствует  $\delta = 2\pi m + 2\pi k/N$ . Покажем на примере  $N=4$ , что при таких разностях  $\delta$  многоугольник замыкается:

Между двумя соседними минимумами получается **добавочный максимум**. Между двумя соседними главными максимумами располагается  $(N - 2)$  добавочных максимумов.

Таким образом, дифракционная картина, получающаяся от решетки, имеет вид, показанный на рисунке (для  $N = 4$  и  $d/b = 3$ ). Пунктирная кривая, проходящая через вершины главных максимумов, изображает интенсивность от одной щели, умноженную на  $N^2$ .

Спектральные аппараты, позволяют определять длину волны или разницу в длине волн двух близких спектральных линий. Положение главных максимумов для дифракционной решетки зависит от длины волны.

Таким образом, дифракционная решетка может быть использована как спектральный прибор. В то время как стеклянная призма сильнее отклоняет фиолетовые лучи, дифракционная решетка, напротив, сильнее отклоняет красные.



Начало

Содержание



Страница 85 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

Основными характеристиками спектрального прибора являются его дисперсия, дисперсионная область и разрешающая сила.

**Угловой дисперсией** называется величина:  $D = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda}$  (1)

где  $\delta\varphi$  - угловое расстояние между спектральными линиями, отличающимися по длине волны на  $\delta\lambda$ .

Чтобы дисперсию  $D$  дифракционная решетки, продифференцировать условие главного максимума слева по  $\lambda$ :  $D = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda} = \frac{m}{d \cos \varphi}$  (2)

$D_\varphi$  обратно  $\sim d$ . Чем выше порядок спектра, тем больше дисперсия.

**Линейной дисперсией** называют величину:  $D_{\text{лин}} = \frac{\delta l}{\delta\lambda}$  (3)

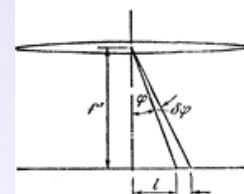
где  $\delta l$  - линейное расстояние на экране или фотопластинке между спектральными линиями, отличающимися по длине волны на угловое расстояние между спектральными линиями  $\delta\lambda$ .

При небольших углах дифракции имеем  $\delta l \approx f \delta\varphi$  где  $f$  - фокусное расстояние линзы, собирающей дифрагирующие лучи на экране. Следовательно,  $D_l$  может быть выражена через  $D_\varphi$ :

$$D_{\text{лин}} = f D_\varphi. \quad (4)$$

**Разрешающей силой спектрального прибора** называют безразмерную величину  $R = \frac{\lambda}{\delta\lambda}$  (5) отношение длины волны, около которой выполняется измерение, к минимальному угловому расстоянию между спектральными линиями при котором две линии разрешены, т.е. видны раздельно.

Применим критерий Рэлея. Положение  $m$ -го максимума для  $\lambda_1$  определяется условием:  $d \sin \varphi_{\max} = m\lambda_1$ . Положение первого после данного максимума дополнительного минимума для  $\lambda_2$ :  $d \sin \varphi_{\min} = (m \pm \frac{1}{N})\lambda_2$ . Тогда, если  $\lambda_1 = \lambda_2 + \delta\lambda$ , критерий Рэлея:  $m(\lambda + \delta\lambda) = (m + \frac{1}{N})\lambda$ . Решая это соотношение относительно  $\lambda/\lambda$ ,



Начало

Содержание



Страница 86 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

находим  $R = mN$ . (6)

Разрешающая сила спектрального аппарата равно произведению порядка спектра  $m$  на число световых пучков, интерферирующих в приборе.



*Начало*

*Содержание*



*Страница 87 из 274*

*Назад*

*На весь экран*

*Закреть*

## §5.5 Дифракция света на пространственных решетках. Дифракция рентгеновских лучей на кристаллах.

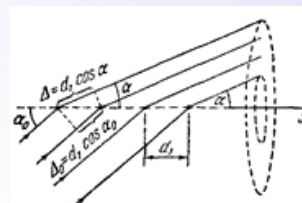
Условия прохождения света через обычную дифракционную решетку периодически изменяются только в одном направлении, перпендикулярном щелям. Поэтому такую решетку называют **одномерной**.

Дифракция наблюдается также на **трехмерных структурах**, т. е. пространственных образованиях, периодических в три не лежащих в одной плоскости направлениях. Подобными структурами являются кристаллические тела. Отдельным источником вторичных когерентных волн является атом (ион) или молекула кристалла. Эти волны интерferируют между собой, давая дифракционную картину.

Период кристаллических решеток ( $\sim 10^{-4}$  мк) слишком мал для того, чтобы можно было наблюдать дифракцию в видимом свете. Условие  $d > \lambda$  выполняется в случае кристаллов для **рентгеновских лучей**. Впервые дифракция X-лучей от кристаллов наблюдалась в 1913 г. (**опыт Лауэ** (нобелевская 1914), **Фридриха** и **Книппинга**).

Качественное рассмотрение дифракции рентгеновских лучей удобно начать с дифракции на прямолинейной цепочке из одинаковых равноотстоящих частиц (атомов). Пусть на такую цепочку под углом скольжения  $\alpha_0$  падает параллельный пучок рентгеновских лучей. Каждый атом является источником вторичных волн, распространяющихся во все стороны. Разность хода между лучами, рассеянными соседними атомами под углом  $\alpha$ , будет  $AD - CB = d_1(\cos \alpha - \cos \alpha_0)$ . Условие интерференционного усиления этих лучей имеет вид  $d_1(\cos \alpha - \cos \alpha_0) = \pm m_1 \lambda (m_1 = 0, 1, 2, \dots)$ . (1)

Дифрагированные под углом  $\alpha$  лучи распространяются вдоль образующих конуса, осью которого служит цепочка.



Начало

Содержание



Страница 88 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть



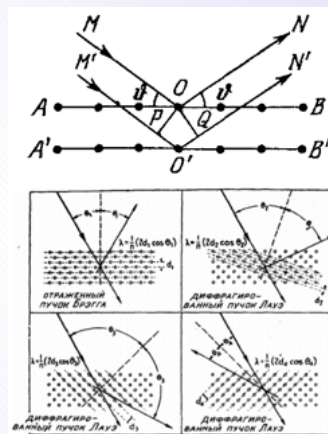
Будем называть прямые, вдоль которых расположены атомы в решетке, **атомными прямыми**, а плоскости, в которых располагаются атомы, - **атомными плоскостями**. Три произвольные атомные прямые, не лежащие в одной плоскости и пересекающиеся в каком-либо атоме, можно принять за координатные оси X, Y, Z прямолинейной (вообще говоря, косоугольной) системы координат. Тогда координаты атомов простой решетки представляются выражениями  $x_{lmn} = la_1, y_{lmn} = ma_2, z_{lmn} = na_3$  ( $l, m, n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ), (2) где  $a_1, a_2, a_3$  - **периоды решетки**.

Пусть на простую решетку падает параллельный пучок рентгеновского излучения, образующий углы  $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$  с X, Y, Z. Чтобы волны, рассеянные всеми атомами в направлении прямой, составляющей углы  $\alpha, \beta, \gamma$  с координатными осями, при интерференции усиливали друг друга, должны выполняться условия (3) называемые **условиями Лауэ**.

$$\begin{aligned}d_1 (\cos \alpha - \cos \alpha_0) &= \pm m_1 \lambda, \\d_2 (\cos \beta - \cos \beta_0) &= \pm m_2 \lambda, \quad (m_i = 0, 1, 2, \dots). \\d_3 (\cos \gamma - \cos \gamma_0) &= \pm m_3 \lambda\end{aligned}$$

Для данной кристаллические решетки и данного направления падающего пучка условия Лауэ одновременно могут выполняться для определенных длин волн.

Русский ученый **Юрий(Георгий).В. Вульф** и английские физики **Уильям Генри Брэгги** и **Уильям Лоренс (сын) Брэгги** (нобелевская премия получена в 1915 г) показали независимо друг от друга, что расчет дифракционной картины от кристаллической решетки можно провести следующим простым способом. Проведем в кристалле произвольную атомную плоскость АВ, достаточно густо усеянную атомами. Если на нее падает рентгеновский луч МО, то под тем же углом возникнет отраженный луч ON. В том же направлении возникнут лучи, отраженные атомными плоскостями, параллельными плоскости АВ. Разность хода РО'Q между лучами,



Начало

Содержание

◀ ▶

◀▶

Страница 89 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

отраженными соседними плоскостями, равна  $2d \sin \nu$ . Для интерференционного усиления должно выполняться условие  $2d \sin \nu = m\lambda$  (4) называемое **условием Вульфа-Брэггов** ( $m = 1, 2, \dots$ ).

Таким образом, только волны, удовлетворяющие условию (4) могут отражаться от рассматриваемых атомных плоскостей. Если в качестве атомных плоскостей брать параллельные поверхности кристалла, то (4) отражает условие интенсивного зеркального отражения рентгеновских лучей от поверхности кристалла.

В кристалле можно провести бесконечное множество систем параллельных атомных плоскостей в различных направлениях.

Эффективными являются такие плоскости, на которых атомы расположены достаточно часто. И дифракционную картину можно рассматривать как совокупность рентген пучков, претерпевших отражения на таких атомных плоскостях. Условия Лауэ и Вульфа-Бреггов **эквивалентны**.

Дифракция X-лучей от кристаллов находит два основных применения: для исследования спектрального состава рентгеновского излучения (**рентгеновская спектроскопия**) и для изучения структуры кристаллов (**РСА-Рентгеноструктурный анализ**)

Определяя направления максимумов, получающихся при дифракции исследуемого рентгеновского излучения от кристаллов с известной структурой, можно вычислить, например, по формуле (4) длины волн.

В методе Лауэ рентгеноструктурный анализ, пучок рентгеновского излучения со сплошным спектром падает на неподвижный монокристалл. Для каждой системы слоев, достаточно густо усеянных атомами, находится в излучении длин волн, при которой выполняется (4). Поэтому на поставленной за кристаллом фотопластинке получается совокупность пятнышек, по их расположению можно определить структуру кристалла.

В методе **Дебая** и **Шеррера** [Дебай][**Шеррер**], используются монохроматическое рентгеновское излучение и поликристаллические образцы. В этом случае на фотопластинке образуются дифракционные кольца.



Начало

Содержание



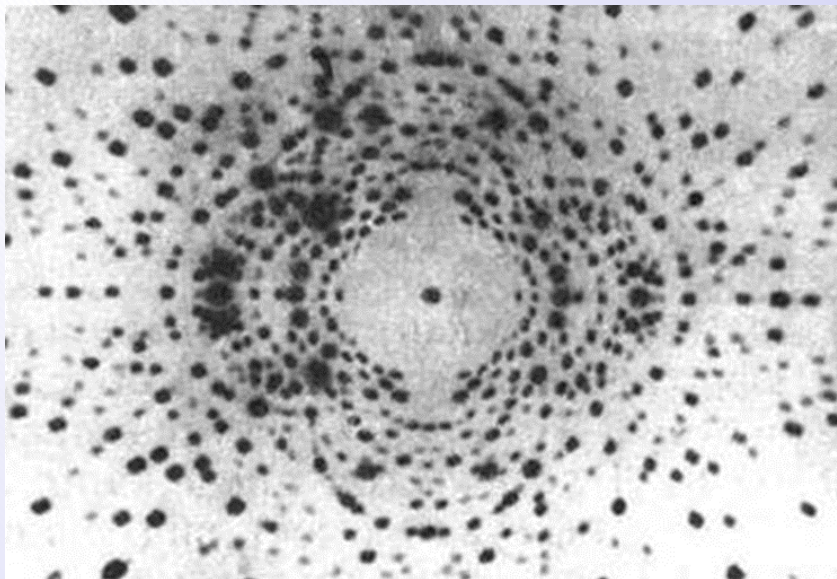
Страница 90 из 274

Назад

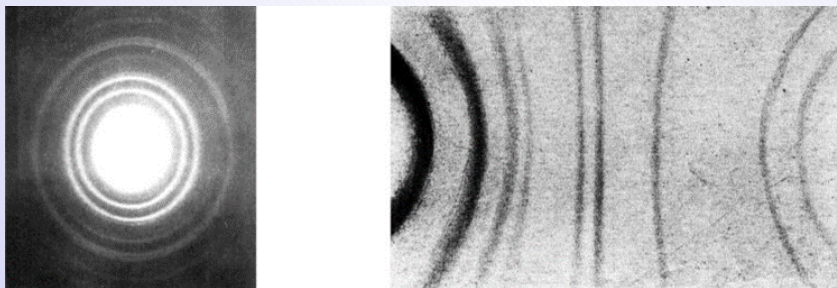
На весь экран

Закрыть

## Лауэграмма монокристалла берилла



## Дебаеграммы алюминия и графита



Начало

Содержание



Страница 91 из 274

Назад

На весь экран

Закреть

## §5.6 Понятие о голографии.

Обычная фотография регистрирующая распределения интенсивности или амплитуды световой волны, рассеиваемой объектом.

Английский физик **Д. Габор** высказал идею (1947, ноябрь 1971) регистрировать с помощью фотопластинки не только амплитуды, но и фазы рассеивание волн, воспользовавшись для этого явлением интерференции.

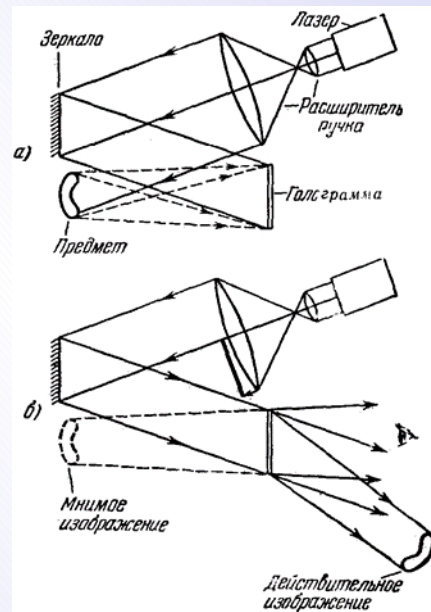
Таким способом можно получить на фотопластинке объемное изображение! Метод он назвал **голографией** («holos» - полный и «grapho» - пишу, рисую).

Осуществление идеи **Габор** стало возможным после появления в 1960 г. источников света высокой степени когерентности - **лазеров**. Схема Габор была усовершенствована американскими физиками **Э. Лейтом** и **Ю. Упатниексом**, которые получили в 1963 г лазерные голограммы.

Схема установки для получения **голограмм**.

Испускаемый лазером свет пучок расширяется с помощью телескопической системы. Одна часть пучка отражается зеркалом к фотопластинке, образуя, так называемый, **опорный пучок**. Вторая часть попадает на пластинку, отразившись от фотографируемого предмета; образуя **предметный пучок**. Опорный и предметный пучки, накладываясь друг на друга, образуют **интерференционную картину**, которая фиксируется фотопластинкой. Проявленная фотопластинка и есть **голограмма**.

Для восстановления изображения проявленную фотопластинку помещают в положение, в котором она находилась при фотографировании, и освещают опорным пучком. Он **дифрагирует** на голограмму,



Начало

Содержание



Страница 92 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

в результате возникает волна, имеющая структуру, как волна, отражавшаяся предметом. Она дает мнимое изображение предмета в месте, где он был при съемке. Оно видно сквозь голограмму через окно.

Также при дифракции возникает волна, которая образует действительное изображение. При этом изображение рассматривается с задней стороны и выпуклые места предмета выглядят на нем как вогнутые, и наоборот, т. е. изображение будет как бы вывернутым (**псевдоскопическим**).

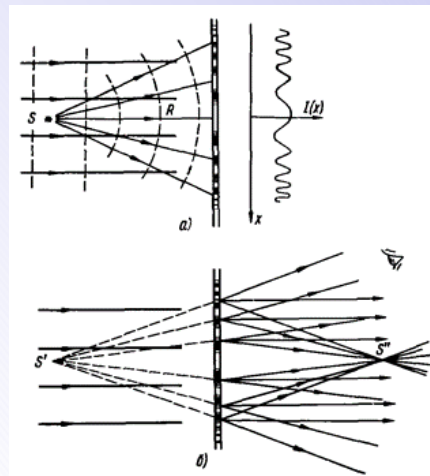
Рассмотрим запись и восстановление голограммы точечного источника. Интерференция сферической волны, исходящей из точки  $S$ , и когерентных с ней плоской опорной волны, падающей по нормали на фотопластинку, приводит к образованию интерференционной картины в виде концентрических колец. Оптическая разность хода  $\Delta(x)$  между опорной и предметной волной  $\Delta(x) = (R^2 + x^2)^{1/2} - R \approx x^2 / (2R)$  (1) (если в точке  $x=0$   $\Delta=0$ ).

Радиус  $x_n$   $n$ -го светлого кольца находится из условия  $\Delta(x_n) = n\lambda$ , откуда  $x_n = \sqrt{2Rn\lambda}$ . (2)

При восстановлении полученную голограмму освещают плоской волной, идентичной с опорной. Полученная голограмма играет роль **синусоидальной дифракционной решетки**. Она образует три главных максимума  $m=0, \pm 1$ .

Найдем текущий период решетки  $d = \Delta x$  при изменении  $n$  на единицу. (возвести (2) в квадрат и продифференцировать или вычесть) –  $d = R\lambda/x$ .  $\sin v = \pm \lambda/d = \pm x/R$ . (3)

Пересечения дифрагировавших лучей будут на расстоянии от пластинки  $x/\sin v = \pm R$ . (учтена малость углов дифракции).



Начало

Содержание



Страница 93 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

Таким образом, центр расходящейся дифрагировавшей волны  $S'$  расположен как раз в том месте, где находился источник при записи голограммы. Это мнимое изображение источника. Сходящаяся дифрагировавшая волна образует в точке  $S''$  действительное изображение источника.

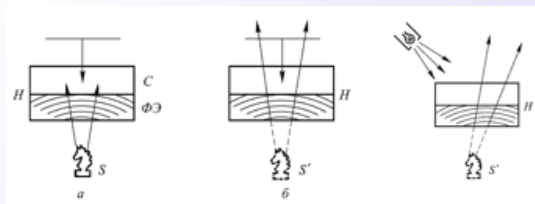
Таким образом, при голографировании предмета формируется действительное и мнимое изображение каждой его точки.

Интересные **свойства голограмм**:

1) В отличие от обычной фотографии, где информация о точке объекта фиксировано на одной точке фотографии, свет, рассеянный каждой точкой предмета при голографировании, падает на всю поверхность фотопластинки. Поэтому каждый участок голограммы содержит информацию обо всем объекте. Если голограмма разбилась, то с помощью небольшого осколка можно восстановить изображение всего объекта, только менее четкое и яркое.

2) На одной фотопластинке можно последовательно записать несколько голограмм от разных объектов, изображение каждого объекта можно восстановить изменяя, например, угол падения опорной волны.

В 1962 г. совет физик **Ю.Н. Денисюк** предложил метод регистрации голограмм в толстых эмульсиях,  $d \gg \lambda$ . Опорная плоская монохроматическая волна от лазера падает на фотопластинку со стороны стекла. Пройдя через фотопластинку, она освещает голографируемый предмет. Волна, рассеянная предметом, распространяется навстречу опорной волне, интерферируя с ней в толще фотоэмульсии. При наложении прямой и отражен волн образуется стоячая волна с чередованием узлов и пучностей. После экспозиции и последующей химической обработки в фотоэмульсии каждая поверхность пучностей образует тонкий серебряный слой - своеобразное кривое зеркало



[Начало](#)

[Содержание](#)



[Страница 94 из 274](#)

[Назад](#)

[На весь экран](#)

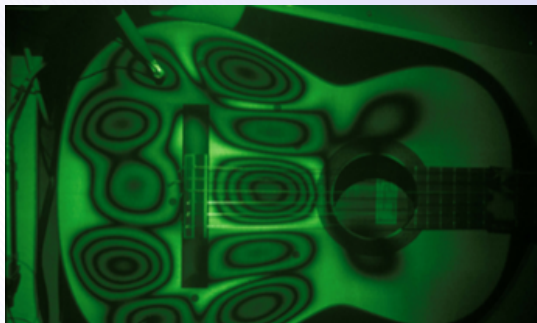
[Закрыть](#)

При освещении голограммы, каждое такое зеркало формирует предмет волну. Голограмма восстанавливает одно изображение. Восстановление предмет волны может производиться пучком **белого** света, т.к. усиливаться будут лучи, удовлетворяющие **условию Вульфа-Бреггов**. Изображение в натуральных цветах можно получить, если на одной голограмме зарегистрировать интерференционные картины при освещении предмета излучением, имеющим в спектре три монохроматические линии (RGB). При восстановлении с помощью белого света возникают три совмещенные изображения предмета, воспринимаемые глазом как одно объемное цветное изображение.

**Пример** применения:

### **Голографическая интерферометрия.**

Используя один и тот же опорный пучок, на одной голограмме можно дважды зафиксировать рассеянные предметом волны. Если между экспозициями какие-то части предмета сместились или деформировались, то при восстановлении две одновременно возникающие рассеянные волны будут иметь определенную оптическую разность хода, и изображение предмета будет покрыто системой интерференционных полос. По ним можно судить об изменениях объекта между экспозициями.



[Начало](#)

[Содержание](#)



[Страница 95 из 274](#)

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Заккрыть](#)

### §6.1 Естественный и поляризованный свет. Поляризаторы и анализаторы. Закон Малюса.

Волну, в которой направление колебаний **E** и **H** упорядочено каким-либо образом, называется **поляризованной**. Направления **E** и **H** в волне не являются независимыми. Это позволяет ограничиться рассмотрением ориентации **E**.

Сначала рассмотрим случай, когда колебания **E** полностью упорядочены. Проекции **E**, распространяющейся вдоль оси OZ, могут быть записаны:

$$\begin{cases} E_x = E_{0x} \cos(\omega t - kz + \delta_x), \\ E_y = E_{0y} \cos(\omega t - kz + \delta_y). \end{cases} \quad (1)$$

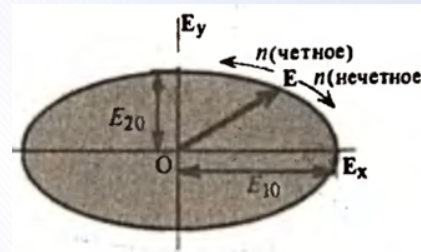
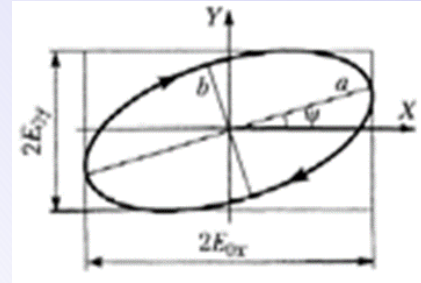
Исключив из этих уравнений переменную часть фазы  $\omega t - kz$ , получим уравнение, описывающее движение конца вектора **E** в фиксированной плоскости XOY:

$$\left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_{0y}}\right)^2 - 2\frac{E_x E_y}{E_{0x} E_{0y}} \cos \delta = \sin^2 \delta, \quad (2)$$

где  $\delta = \delta_y - \delta_x$ . В общем случае траектория, (2), представляет собой эллипс. Т.е. конец вектора **E** описывает эллипс, такая поляризация называется **эллиптической**.

Если  $\cos \delta = 0$ ,  $\sin \delta = \pm 1$ , то уравнение (2) принимает вид  $E_x^2/E_{10}^2 + E_y^2/E_{20}^2 = 1$ . (3)

При  $E_0 \neq E_{0y}$  это уравнение эллипса с центром в начале координат и осями, направленными вдоль осей системы координат. Полуоси эллипса =  $E_{0x}$  и  $E_{0y}$ . Условие



Начало

Содержание



Страница 96 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

$$\cos \delta = 0 \text{ соблюдается при } \delta = \pm \frac{\pi}{2} + 2\pi m. \quad (4)$$

Конец вектора  $\mathbf{E}$  вращается по часовой при  $+\pi/2$  – **правая** поляризация, и против часовой при  $-\pi/2$  – **левая**.

При  $E_0 = E_{0y}$  эллипс становится окружностью. Соответствующая волна называется **поляризованной по кругу** или волной с **циркулярной поляризацией**.

При  $\cos \delta = \pm 1, \sin \delta = 0$  (2) превращается в равенство

$$\frac{E_x^2}{E_{10}^2} + \frac{E_y^2}{E_{20}^2} \mp 2 \frac{E_x}{E_{10}} \frac{E_y}{E_{20}} = \left( \frac{E_x}{E_{10}} \mp \frac{E_y}{E_{20}} \right)^2 = 0,$$

которое при  $\cos \delta = +1$  и  $\cos \delta = -1$  описывает прямые

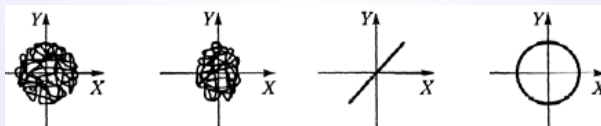
$$E_x/E_{10} - E_y/E_{20} = 0, \quad (5.9a) \quad E_x/E_{10} + E_y/E_{20} = 0. \quad (5)$$

Конец суммарного вектора  $\mathbf{E}$  движется по соответствующей прямой. Получается **линейно поляризованная волна**. При  $\cos \delta = +1$  (колебания в фазе) линейное колебание  $\mathbf{E}$  происходит в первых I и третьих III, а при  $\cos \delta = -1$  (в противофазе) – во вторых II и четвертых IV квадрантах.

Плоскость, проведенную через линию, вдоль которой колеблется  $\mathbf{E}$  и направление распространения волны, называют **плоскостью поляризации**. Линейно поляризованный свет потому называют еще **плоско поляризованным**.

Из изложенного следует, что электромагнитная волна с любой поляризацией может быть представлена в виде суперпозиции двух линейно поляризованных волн, плоскости колебаний  $\mathbf{E}$  которых взаимно перпендикулярно. (с соответствующими амплитудами и разностью фаз).

Излучение обычных источников света не поляризовано. Это **естественный свет**. В нем направления  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  беспорядочно изменяются с течением времени. Конец вектора  $\mathbf{E}$  движется хаотически.



Начало

Содержание



Страница 97 из 274

Назад

На весь экран

Заккрыть

Смесь естественного и поляризованного света называется **частично поляризованным светом**.

Такой свет характеризуется **степенью поляризации**  $P = \frac{I_{пол}}{I_{пол} + I_{ест}}$  (6)

Согласно (6) Степень поляризации  $P$  может изменяться от 0 до 1. Значение степени поляризации  $P=1$  соответствует полностью поляризованному свету (с любым типом поляризации), а значение степени  $P = 0$  - естественному (неполяризованному) свету.

Частично поляризованный и естественный свет можно представить как наложение двух плоско поляризованных некогерентных волн. В случае естественного света амплитуды волн одинаковы, в случае частично поляризованного света - разные.

Приборы, превращающие естественный свет в плоско поляризованный - **поляризаторы**. Они свободно пропускают колебания, параллельно плоскости **пропускания поляризатора**, и полностью задерживают колебания, перпендикулярно к этой плоскости.

Пусть на поляризатор падает плоско поляризованный свет. Сквозь прибор пройдет составная колебания с  $A = A_{\varphi} \cos \varphi$ .

Следовательно, интенсивность прошедшего света определяется:  $I = I_0 \cos^2 \varphi$  (7) - **закон Малюса**. [Малюс]

Если на поляризатор падает естественный свет или поляризованный по кругу, то представляя их, как суперпозицию двух взаимно перпендикулярных поляризованных волн с равной амплитудой, получим, что через него проходит  $I=0,5I_0$  (8)

Поставим на пути естественного луча два поляризатора, плоскости которых образуют угол  $\varphi$ . Интенсивность света, прошедшего через два поляризатора, равна



Начало

Содержание



Страница 98 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

$$I = \frac{1}{2} I_{ecm} \cdot \cos^2 \varphi. \quad (9)$$

Максимум интенсивности, получается при  $\varphi = 0$  (поляризаторы параллельные). При  $\varphi = \pi/2$   $I = 0$  - **скрещенные поляризаторы** света не пропускают.

Поляризатор использованный для анализа поляризации света, - **анализатор**. Пусть смесь естественного и линейно поляризованного света пропускают через анализатор. Будем поворачивать анализатор вокруг направления падения света. Тогда при прохождении света через анализатор:  $I_1 = I_{ecm}/2$ , а поляризованный в положении, когда его плоскость поляризации параллельна плоскости пропускания анализатора не меняет интенсивности  $I_2 = I_{пол}$ , а если плоскости перпендикулярны, то  $I_2 = 0$ . Тогда  $I_{max} = I_{ecm}/2 + I_{пол}$ ,  $I_{min} = I_{ecm}/2$ . (10)

$$\text{Введем величину } \Delta = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (11) \quad (10) \text{ в } (11) \rightarrow \Delta = P.$$

$\Delta$  - **степень линейной поляризации**. Совпадает с степенью поляризации  $P$  в случае смеси естественного и линейно поляризованного света.



Начало

Содержание



Страница 99 из 274

Назад

На весь экран

Закреть

## §6.2 Поляризация света при отражении и преломлении на границе двух диэлектриков. Закон Брюстера. Формулы Френеля.

Отраженный от стекла свет частично поляризован - **Малюс** (1808). При определенном угле падения отраженный свет полностью поляризован.

**Угол полной поляризации** определяется соотношением  $\operatorname{tg} \varphi_0 = n$  (1) (**закон Брюстера**, [Брюстер]1812).

При этом **E** в отраженном свете колеблется перпендикулярно плоскости падения. При частичной поляризации это направление колебаний является преимущественным. Преломленный свет частично поляризован в плоскости падения.

Поляризацию света при отражении-преломлении объяснил **Френель**. Формулы Френеля в наше время выводят из законов электромагнетизма. Пусть на границу раздела двух изотропных однородных диэлектриков падает плоская электромагнитная волна. Граничные условия для тангенциальных компонент векторов **E** и **H** на границе раздела:

$$E_{\tau}^{(I)} = E_{\tau}^{(II)}; H_{\tau}^{(I)} = H_{\tau}^{(II)} \quad (2)$$

Поле в первой I среде складывается из полей падающей и отраженной волн, а во второй II среде - равно полю преломления волны.

Разложим  $E_i, E_r, E_d$  на  $E_{II}$  и  $E_{\perp}$ . Направления **H** определяется из правила правой тройки.

Тогда граничные условия:  $E_{iII} \cos \varphi + E_{rII} \cos \varphi = E_{dII} \cos \Psi, H_{iII} - H_{rII} = H_{dII}$  (3)

$E_{i\perp} + E_{r\perp} = E_{d\perp}, H_{i\perp} \cos \varphi + H_{r\perp} \cos \varphi = H_{d\perp} \cos \Psi,$  (4) Кроме того,

$$\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0}E = \sqrt{\mu\mu_0}H \quad (5)$$

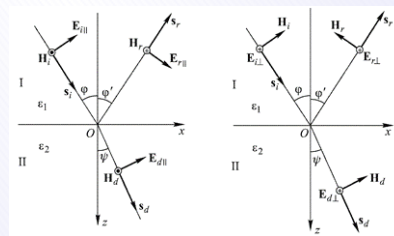
Отсюда с учетом, что  $\mu \approx 1, H \sim nE$ . Тогда

$$(E_{iII} + E_{rII}) \cos \varphi = E_{dII} \cos \Psi \quad (3)$$

$$n_1(E_{iII} - E_{rII}) = n_2 E_{dII}: \quad (4)$$

$$E_{i\perp} + E_{r\perp} = E_{d\perp}, \quad (5)$$

$$n_1 \cos \varphi (E_{i\perp} - E_{r\perp}) = n_2 E_{d\perp} \quad (6)$$



Начало

Содержание



Страница 100 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

Решая систему уравнений и используя закон преломления, найдем

$$r_{\parallel} = \frac{E_{r\parallel}}{E_{i\parallel}} = -\frac{\sin 2\varphi - \sin 2\psi}{\sin 2\varphi + \sin 2\psi} = -\frac{\operatorname{tg}(\varphi - \psi)}{\operatorname{tg}(\varphi + \psi)},$$

$$r_{\perp} = \frac{E_{r\perp}}{E_{i\perp}} = -\frac{\sin(\varphi - \psi)}{\sin(\varphi + \psi)},$$

$$t_{\parallel} = \frac{E_{d\parallel}}{E_{i\parallel}} = \frac{2 \sin \psi \cos \varphi}{\sin(\varphi + \psi) \cos(\varphi - \psi)} t_{\perp} = \frac{E_{d\perp}}{E_{i\perp}} = \frac{2 \sin \psi \cos \varphi}{\sin(\varphi + \psi)} \quad (7)$$

Величины  $r_{\parallel}$  и  $t_{\parallel}$  и  $r_{\perp}$  и  $t_{\perp}$  - **амплитудные коэффициенты отражения и пропускания.**

Из (7) →

	$\varphi + \psi < \pi/2$	$\varphi + \psi > \pi/2$
$\varphi > \psi$ , т.е. $n_2 > n_1$ , или $n > 1$	$E_{r\perp}$ и $E_{i\perp}$ противоположны по фазе (противоположны по знаку) $E_{r\parallel}$ и $E_{i\parallel}$ противоположны по фазе (противоположны по знаку)	$E_{r\perp}$ и $E_{i\perp}$ противоположны по фазе (противоположны по знаку) $E_{r\parallel}$ и $E_{i\parallel}$ совпадают по фазе (совпадают по знаку)
$\varphi < \psi$ , т.е. $n_2 < n_1$ , или $n < 1$	$E_{r\perp}$ и $E_{i\perp}$ совпадают по фазе (совпадают по знаку) $E_{r\parallel}$ и $E_{i\parallel}$ совпадают по фазе (совпадают по знаку)	$E_{r\perp}$ и $E_{i\perp}$ совпадают по фазе (совпадают по знаку) $E_{r\parallel}$ и $E_{i\parallel}$ противоположны по фазе (противоположны по знаку)

при любых значениях  $\varphi$  и  $\psi$  знаки  $E_i$  и  $E_d$  совпадают как для параллельных, так и для перпендикулярных компонент. Это означает, что преломленная волна совпадает по  $\varphi$  с падающей.

Для компонент отраженной волны в зависимости от угла падения и показателя преломления сред будут иметь место соотношения, сведенные в таблице. Если знаки  $E$  противоположны, значит,  $\varphi$  при отражении меняется на  $\pi$  (при



Начало

Содержание



Страница 101 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

изучении интерференции).

Отношение  $I_{отр}$  к  $I_{над}$  **коэффициент отражения**. (7)  $\rightarrow$

$$\rho_{\perp} = r_{\perp}^2 = \left[ \frac{\sin(\varphi - \psi)}{\sin(\varphi + \psi)} \right]^2, \quad \rho_{\parallel} = r_{\parallel}^2 = \left[ \frac{\operatorname{tg}(\varphi - \psi)}{\operatorname{tg}(\varphi + \psi)} \right]^2 \quad (8)$$

В случае естественного света  $I_r = I_{r\perp} + I_{r\parallel} = I_{i\perp}\rho_{\perp} + I_{i\parallel}\rho_{\parallel} = 1/2I_i(\rho_{\perp} + \rho_{\parallel})$   
 $\rightarrow \rho_{ест} 0,5(\rho_{\perp} + \rho_{\parallel})$  (9)

При малых углах падения.  $\rho = \rho_{\perp} = \rho_{\parallel} =$   
 $= \left( \frac{\varphi - \psi}{\varphi + \psi} \right)^2 = \left( \frac{n_{21}\psi - \psi}{n_{21}\psi + \psi} \right)^2 = \left( \frac{n_{21} - 1}{n_{21} + 1} \right)^2$  (10)

При скользющем падении, когда  $\varphi$  близок к  $90^\circ$ ,  $\rho \rightarrow 1$ . т. е. отражение практически полное. С этим связано происхождение ярких изображений противоположных берегов в спокойных водоемах.

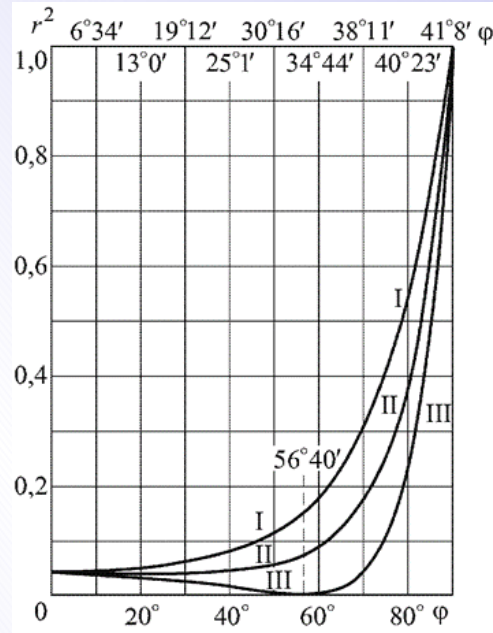
Проанализируем **поляризацию света** с помощью полученных результатов. Если свет естественный, то  $\overline{E_{\parallel}^2} = \overline{E_{\perp}^2}$ , т.е. интенсивность волн, поляризованных в плоскости падения и перпендикулярно плоскости падения, одинаковы.

Для отраженного света, однако,  $\overline{E_{\perp}^2} \geq \overline{E_{\parallel}^2}$ .

**Степень поляризации при отражении**

**и преломлении:**  $\Delta = \frac{I_{\perp} - I_{\parallel}}{I_{\perp} + I_{\parallel}} \cdot 100\%$ , (11)

Если  $\varphi + \psi = \pi/2$ , то согласно (8)  $I_{r\parallel} = 0$ ,  $I_{r\perp} \neq 0$  и  $\delta = 100\%$ , т.е. отраженный свет полностью поляризован перпендикулярно к плоскости падения (**закон Брюстера**).



Начало

Содержание

◀ ▶

◀▶

Страница 102 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

Коэффициенты пропускания не обращаются в ноль ни при каком значении угла падения т.е. полная поляризация проходящего света невозможна. Однако всегда  $E_{d\parallel}^2 \geq E_{d\perp}^2$ , т.е.  $I_{d\parallel} \geq I_{d\perp}$  и  $\Delta \leq 0$ . Имеет место частичная поляризация в плоскости падения.

Если преломленные под углом Брюстера  $\varphi_\delta$  и, следовательно, частично поляризованные лучи подвергнуть двум, трём и т.д. преломлениям, то, степень поляризации преломленных лучей возрастает. Если имеется 6-10 близко расположенных пластинок, то при падении под углом Брюстера  $\varphi_\delta$  и прошедший, и отраженный пучки окажутся практически поляризованными. Интенсивность отраженного и прошедшего пучков будут равны между собой и составят каждая 0.5I падающего (если пренебречь поглощением в стекле). Это **стопа Столетова [Столетов]**. Может служить в качестве поляризатора или анализатора.

Для **полного внутреннего отражения** формулы Френеля в приведенном виде неприменимы. Преобразуя их, можно выразить расстояние и время через  $\varphi$  и  $n_{21}$ , найденные выражения будут **комплексными**. Это означает, что эти волны отличаются от падающей волны по  $\varphi$ .

Следовательно, полное внутреннее отражение позволяет получить **эллиптически-поляризованный свет** из линейно поляризованного.

$I_{отр} = I_{пад}$ . Электрические и магнитные поля волны не обрываются на границе раздела, а по мере углубляются во вторую среду убывают по экспоненте, и на глубине  $\sim$  длине волны  $\lambda$ , а полей уменьшаются в несколько раз. В среднем фокус, проникающий из первой 1 среды во вторую 2, равен обратному фокусу, причем места вход и выход прямо и обратно фокусу смещены друг относительно друга.

**Особенности отражения света от металла** обусловлены наличием в металле свободных электронов. Вторичные волны, вызванные их вынужденными колебаниями, порождают сильную отраженную волну ( $\rho_{Na}$  до 99,8 %), и сравнительно слабую волну, идущую внутрь металла. Для описания свойств металла вводят комплекс показателей преломления. В связи с этим линейно поляризованный свет при отражении от металла также становится эллиптически поляризованным.



Начало

Содержание



Страница 103 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

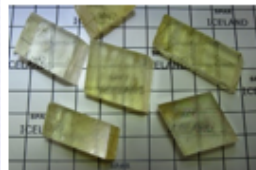
## §6.3 Распространение света в кристаллах. Двойное лучепреломление. Поляризационные призмы и поляроиды.

Многие прозрачные кристаллические диэлектрики **оптически анизотропны**, т. е. оптические свойства зависят от направления. Диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon$  оптически анизотропной среды является не скаляром, а **тензором** II ранга. В кристалле есть три главных направления, если выбрать вдоль них координатной оси, то диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon$  будет определяться тремя главными значениями  $\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z$ .  $D_x = \varepsilon_x \varepsilon_0 E_x$ ,  $D_y = \varepsilon_y \varepsilon_0 E_y$ ,  $D_z = \varepsilon_z \varepsilon_0 E_z$ .

Таким образом, для всех направлений в кристалле, кроме главных, **D** и **E** не совпадают по направлению. Вследствие несовпадения направлений **D** и **E** линейно-поляризованная плоская монохроматическая волна в анизотропной среде характеризуется двумя тройками взаимно перпендикулярных векторов: **D**, **H**, **v** и **E**, **H**, **v'**.

Вектор **v** – **фазовая частота волны** - частота распространения волновой поверхности вдоль нормали к ней. **v'** - **лучевая частота волны**, - совпадает по направлению с вектором **P**=[**EH**] и равна частоте переноса энергии волной.

Если  $\varepsilon_z = \varepsilon_y \neq \varepsilon_x$ , кристаллы называются **одноосными** (кварц (кристаллический), **исландский шпат**(рис), **турмалин**(рис)), а ось **Ox** - **оптической осью** одноосного кристалла. Если три компоненты различаются, кристалл **двухосный**.



В анизотропных кристаллах возникает **двойное лучепреломление** - падающий на кристалл пучок света разделяется на два пучка, распространяющиеся в общем случае в различных направлениях и с разными частотами.



Начало

Содержание



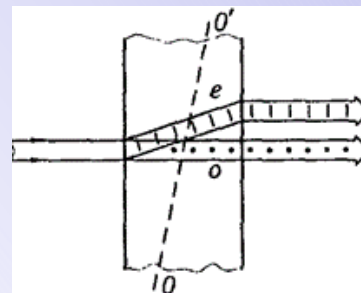
Страница 104 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

У одноосных кристаллов один из преломленных пучков подчиняется обычному закону преломления. Его называют **обыкновенным** (о). Другой - **необыкновенный** (е), не подчиняется закону преломления, и даже при нормальном падении на поверхность кристалла может отклоняться от нормали. И, как правило, необыкновенный луч не лежит в плоскости падения.



Вдоль оптической оси обыкновенной и необыкновенной волны распространяется, не разделяясь и с одинаковой частотой. Плоскость, проходящую через  $OO'$  и световой луч, - **главное сечение или главная плоскость кристалла**.

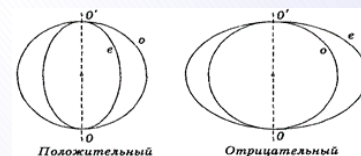
Обыкновенные и необыкновенные волны (и лучи) линейно поляризованы. Колебания  $E$  в **обыкновенной** волне совершаются в направлении, перпендикулярноглавному сечению кристалла, а в **необыкновенной** волне - в главном сечении кристалла.

Таким образом, плоскости поляризации обеих волн (о и е) взаимно ортогональны.

**Скорость обыкновенного луча**  $v_o$  не зависит от направления в кристалле, **скорость необыкновенного луча**  $v_e$  по мере отклонения луча от направления оптической оси (вдоль которой скорости обеих лучей одинаковы) будет все больше отличаться, достигая максимального различия в направлении, перпендикулярно оптической оси.

Зависимость частоты от направления можно наглядно представить с помощью **поверхностей лучевых скоростей**.

Для их построения из произвольной точки  $S$  проводят во всевозможных направлениях лучи и откладывают на них отрезки, пропорциональные значениям лучевой частоты в этих направлениях. Множество концов отложенных отрезков образует замкнутую поверхность,



Начало

Содержание



Страница 105 из 274

Назад

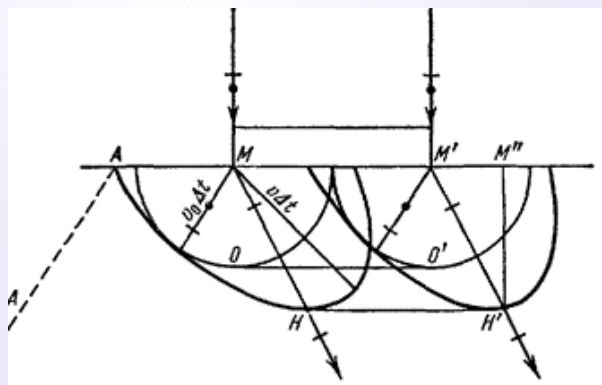
На весь экран

Закрыть

которая для обыкновенной волны представляет собой **сферу** радиусом скорости обыкновенного луча  $v_o$ , а

для необыкновенной волны - **ЭЛЛИпсоид** вращения с полуосями скоростей обыкновенного и необыкновенного лучей  $v_o$  и  $v_e$ . Одноосные кристаллы характеризуют  $n_o = c/v_o$  и  $n$  необыкновенного луча, **перпендикулярного** оптической оси,  $n = c/v_e$ . Если  $v_o > v_e$  ( $n_o < n$ ) кристалл **положительный** (кварц), а при  $v < v_e$  (т. е.  $n_o > n$ ) – **отрицательный** (исландский шпат).

кристалл	$n_o$	$n_e$	$ n_o - n_e $
исландский шпат	1,66	1,49	0,17
кварц	1.545	1.554	0.009



Поверхности лучевых скоростей можно использовать при **построении Гюйгенса [Гюйгенс]**. Касательная к ним плоскость дает положение фронта преломленной волны, а прямая, проведенная из центра вторичной волны в точку касания, - направление преломленного луча. Рассмотрим падение света на отрицательный кристалл, поверхность которого под углом к оптической оси.

Двупреломляющие кристаллы используют для получения поляризованного света.



Начало

Содержание



Страница 106 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

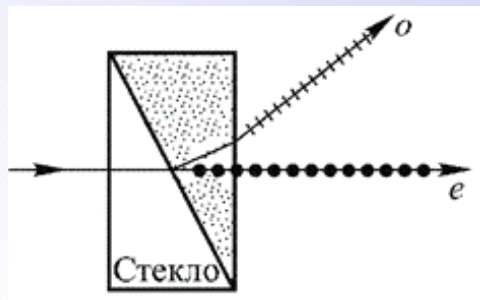
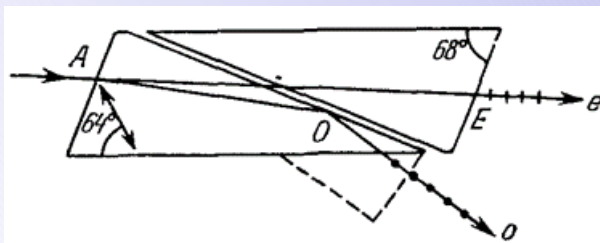
## Поляризационные призмы.

- 1) **Однолучевые призмы**, из которых выходит один пучок, поляризованный в какой-либо плоскости,
- 2) **Двухлучевые призмы**, дающие два пучка, поляризованных в двух взаимно перпендикулярных плоскостях.

Пример однолучевой призмы – **призма Николя** [Николь] (Шотландия 1828)-**николь**. Состоит из двух одинаковых призм из **исландского шпата**, склеенных тонким слоем **канадского бальзама**. Углы в николе рассчитаны так, чтобы необыкновенный луч прошел через слой канадского бальзама, а обыкновенный претерпел полное отражение и поглотился зачерненной боковой гранью. (В больших призмах во избежание нагревания он выводится наружу специальной призмочкой, наклеенной на боковую грань). В результате свет, вышедший из призмы, окажется линейно поляризованным.

**Пример двухлучевой призмы:** из **исландского шпата** и **стекла**. Оптическая ось перпендикулярна к плоскости чертежа. Ось преломляется в шпате и стекле и сильно отклоняется. Луч выходит почти без отклонения, т.к.  $n_{cm} \approx n_e$ .

Существуют кристаллы, в которых один из лучей поглощается сильнее другого – **линейный дихроизм**. Сильный дихроизм присущ **турмалину** (рис.). Более сильный дихроизм у **герпатита**. Используют для изготовления **поляроидов** – тонких ( $\sim 0,1$  мм) пленок, линейно поляризующих проходящий через нее свет.



Начало

Содержание



Страница 107 из 274

Назад

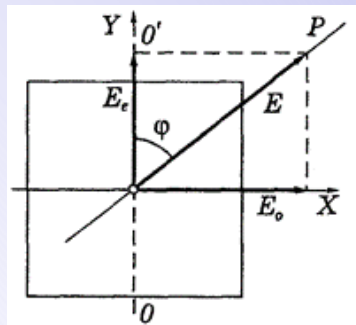
На весь экран

Заккрыть

## §6.4 Кристаллическая пластинка в четверть и половину волны. Интерференция плоско-поляризованных волн. Кристаллическая пластинка между двумя поляризаторами.

Пусть на кристаллическую пластинку, вырезанную  $HO'O'$ , падает нормально линейно-поляризованный свет, плоскость поляризации которого составляет угол  $\varphi$  с оптической осью пластинки (обычно  $\varphi = 45^\circ$ ). В этом случае в кристалле перпендикулярно оптической оси будут распространяться две волны с разными скоростями  $v$ , поляризованные взаимно ортогонально.

В зависимости от высоты  $h$  пластинки обе волны выходят из пластинки с той или иной разностью фаз, которая зависит от оптической разности хода  $\Delta$  данных волн, равной (1)  $\Delta = h(n_o - n_e)$ .



$$\text{Соответственно разность фаз колебаний } \delta = 2\pi \frac{h(n_o - n_e)}{\lambda} \quad (2)$$

В произвольной точке за кристаллической пластинкой соответствующие колебания светового вектора будут выглядеть так:

$$\begin{aligned} E_{ox} &= E_o \cos \omega t, \\ E_{oy} &= E_y \cos(\omega t + \delta). \end{aligned} \quad (3)$$

1) **Пластинка в четверть волны** ( $\lambda/4$ ) – высота  $h$  удовлетворяет условию  $h|n_o - n_e| = m \frac{\lambda}{4}$ , где  $m = 1, 3, 5, \dots$  (4)

Эта пластинка вносит дополнительную разность фаз колебаний  $\delta = (2m + 1)\pi/2$  между проходящими через нее обыкновенными и необыкновенными волнами. Из (6.1.4) при этом получится эллиптически поляризованный свет с осями вдоль  $OO'$  и перпендикулярно оси. Если угол  $\varphi = 45^\circ$ , то амплитуды обыкновенной и необыкновенной волн одинаковы, и на выходе из пластинки будет **циркулярно-поляризованная волна**.



Начало

Содержание



Страница 108 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

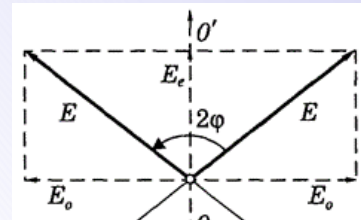


Пластинку в четверть длины  $\lambda/4$  можно использовать и для обратного превращения круго-поляризованного света в линейно-поляризованный. Плоскость поляризации выходящего света при этом составляет угол  $45^\circ$  с оптической осью пластинки.

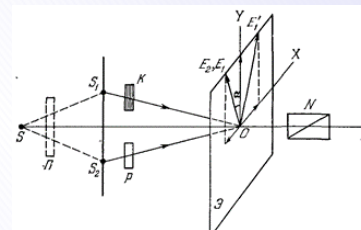
С помощью пластинки в четверть длины  $\lambda/4$  можно отличить свет, поляризованный по кругу от естественного. Естественный свет после пластинки **НЕ** становится поляризованным.

2) **Пластинка в полволны**( $1/2$ ). Ее высота  $h$  удовлетворяет условию  $h|n_o - n_e| = m \frac{\lambda}{2}$ , где  $m = 1, 3, 5, \dots$ , (5)

На выходе между обыкновенной и необыкновенными волнами возникает дополнительная разность фаз колебаний  $\delta = (2m + 1)\pi$ . Это значит, что свет, вышедший из пластинки, остается линейно-поляризованным, однако плоскость поляризации повернется на два угла  $\varphi$  симметрично  $OO'$ . При угле  $\varphi = 45^\circ$  такая пластинка «поворачивает» плоскость поляризации на  $90^\circ$ .



**Интерференция поляризованных лучей** исследовалась **Френелем** и **Араго** (1816 г.), доказавшими **поперечность световых колебаний**. Прошедшее через поляризатор  $\Pi$  излучение источника  $S$  возбуждает вторичные волны в плоскости экрана с отверстиями  $S_1$  и  $S_2$ . Исходящие из них пучки поляризованы в параллельных плоскостях. На пути один из пучков вводится в полволны  $\lambda/2$ -пластинка  $K$ .



В другом пучке для компенсации оптической разности хода помещается стеклянная пластинка  $P$ . Если оптическая ось пластинки параллельна направлению

Начало

Содержание



Страница 109 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

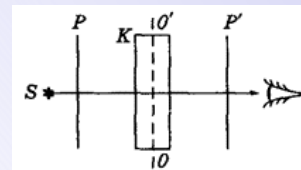


пропускания поляризатора  $\Pi$ , обе волны  $E_1$  и  $E_2$  в плоскости наблюдения поляризованы одинаково. На экране наблюдается четкая интерференционная картина. Поворот пластинки на угол  $\alpha$  приводит к повороту  $E$  на  $2\alpha$ , с увеличением  $\alpha$  видимость интерференционных полос падает, а при  $\alpha = \pi/4$  обращается в ноль (перпендикулярно поляризованные волны не интерферируют).

Причина отсутствия интерференции при ортогональных плоскостях поляризации в том, что при этом  $E^2 = E_1^2 + E_2^2$ . Следовательно,  $I = I_1 + I_2$ .

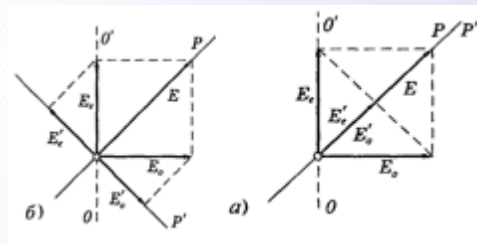
### п. Кристаллическая пластинка между двумя поляризаторами. Цвета кристаллических пластинок.

Поместим кристаллическую пластинку  $K$  между двумя поляризаторами так, что ее оптическая ось составляет угол  $45^\circ$  с плоскостями пропускания поляризатора и анализатора.



Проанализируем случай параллельных поляризатора и анализатора. Плоско поляризованная волна с амплитудой  $E$  (после поляризатора  $P$ ) разделяется пластинкой на обыкновенную и необыкновенную взаимно ортогональные

волны с одинаковыми амплитудами  $E_o$  и  $E_e$ . Затем колебания этих волн приводятся поляризатором  $P'$  к одной плоскости с одинаковыми амплитудами  $E'_o = E'_e = E/2$ . Результат интерференции этих волн будет зависеть от разности фаз, которую они приобретут в пластинке. При этом разность угла  $\varphi$  между  $Ee'$  и  $Eo'$  такая же, как на выходе пластинки.



При **скрещенных поляризаторах** разность фаз колебаний на выходе из второго поляризатора можно найти, добавив к разности фаз, приобретаемых в пластинке,  $\pi$ .

Начало

Содержание



Страница 110 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

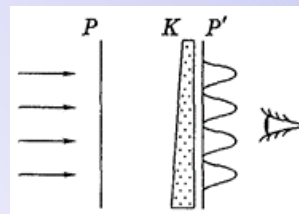
Таким образом, условие максимума при параллельных поляризаторах будет соответствовать условию минимума при скрещенных.

Пусть пластинка будет иметь вид клина (переменная толщина). Тогда по мере увеличения толщины клина будет наблюдаться система чередующихся светлых и темных полос, параллельных ребру клина.

Переход к каждому следующему максимуму соответствует изменению оптической разности хода  $\Delta = \Delta h(n_0 - n_e)$  на одну длину волны.

В белом свете картина будет состоять из разных оттенков, периодически повторяющихся в пространстве вдоль клина.

Таким образом, помещая слой вещества между двумя поляризаторами, можно выявлять его оптическую анизотропию.



Начало

Содержание



Страница 111 из 274

Назад

На весь экран

Закреть

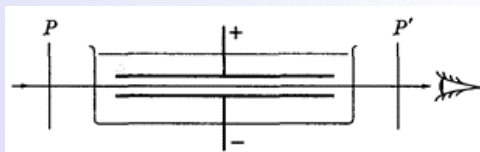
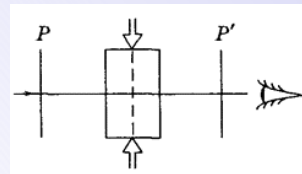
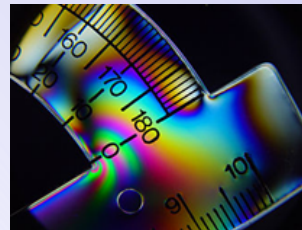
## §6.5 Искусственная оптическая анизотропия. Вращение плоскости поляризации. Эффект Фарадея.

Прозрачные изотропные тела при определенном воздействии становятся двулучепреломляющими.

**Фотоупругость** (пьезооптический эффект) (Зеебек и Брюстер) - анизотропия при деформациях. При одностороннем сжатии (растяжении) направление деформации играет роль оптической оси.  $n_o - n_e = k\sigma$  (1),  $k$  - упруго-оптическая постоянная (**постоянная Брюстера**).

Исследуемое тело помещают между скрещенными поляризаторами, плоскости пропускания которых составляют угол  $45^\circ$  с направлением деформации. При увеличении механического напряжения  $\sigma$  наблюдают усиление и ослабление прошедшего света. При наблюдении в белом свете искусственно анизотропное тело при скрещенных поляризаторах оказывается пестро окрашенным. По распределению окраски изучают распределение механического напряжения  $\sigma$  в конструкции. Для этого изготавливают геометрически подобную конструкции модель из подходящего прозрачного материала и подвергают ее нагрузке между скрещенными поляризаторами

**Эффект Керра**[Kerr] - возникновение двойного лучепреломления в жидкости, газе и в аморфных телах под воздействием электрического поля. (Джон Керр, 1875).



Начало

Содержание



Страница 112 из 274

Назад

На весь экран

Закреть

Между двумя скрещенными поляризаторами P и P' помещают **ячейку Керра [Керр]**- исследуемую жидкость между обкладками конденсатора. При создании электрического поля, напряженность которого составляет угол  $45^\circ$  с плоскостями пропускания поляризаторов, среда становится оптически двупреломляющей, оптическая ось которой совпадает с направлением **напряженности**.

$n_e - n_o = V\lambda E^2$  (2) где V - **постоянная Керра [Керр]** (зависит от вещества, температуры и длины волны).

Изменение напряженности электрического поля приводит к последовательным просветлениям и затемнениям поля зрения.

Эффект Керра объясняется тем, что при включении электрического поля происходит поляризация молекул вещества и их выстраивание по полю. Это создает анизотропию вещества с- оптической осью вдоль электрического поля.

Время, в течение которого устанавливается или исчезает преимущественная ориентация молекул составляет около  $10^{-12}$  с. Таким образом, ячейка Керра, помещенная между скрещенными поляризаторами, служит практически безынерционным **световым затвором**. В отсутствие напряжения на пластинах конденсатора затвор закрыт. При включении напряжения затвор пропускает значительную часть света, падающего на первый поляризатор.

Изменение оптических свойств **кристалла** под действием внешнего электрического поля - электрооптический **эффект Поккельса**. В отличие от эффекта Керра, эффект Поккельса зависит **линейно** от напряженности. Используется так же.

Магнитный аналог эффекта Керра - **эффект Коттона-Мутона [Коттон]** (1910). Если молекулы среды анизотропны и обладают постоянными  $\mu$ , они могут преимущественно ориентироваться постоянным магнитным полем. В магнитных полях среда ведет себя подобно одноосному кристаллу, ось которого параллельна магнитному полю B.



Начало

Содержание



Страница 113 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

Разность фаз между обыкновенными и необыкновенными лучами

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_e - n_o)l = 2\pi ClB^2 \quad (3)$$

Постоянная Коттона-Мутона  $C$  - зависит от среды, температуры и длины волны.

При прохождении плоскополяризации света через некоторые вещества происходит **вращение плоскости поляризации**. Такие вещества – **оптически активные**. Если вещество не находится во внешнем магнитном поле, оптическую активность называют **естественной**.

Естественная оптическая активность (ЕОА) открыта в 1811 **Араго** на пластинках кварца, вырезанных **перпендикулярно** к  $OO$ .

Оптическую активность (ОА) делят на два типа:

**1-й** - оптически активны в любом **агрегатном состоянии** (**сахар**).

**2-й** - активны только в кристаллической фазе (**кварц**).

У веществ 1-го типа оптическая активность обусловлена асимметричным строением молекул, 2-го типа - ориентацией молекул (ионов) в кристалле.

Различают **право-** и **лево-вращательные** вещества.

Например, кварц встречается в виде двух модификаций: право-вращательный и лево-вращательный. Молекулы правой и левой модификаций оптической активности вещества **1-го** типа являются **оптическими изомерами**, то есть представляют зеркальные отражения друг друга, которые нельзя совместить (как правая и левая рука).

Угол поворота плоскости поляризации пропорционален толщине пластинки.

$$\varphi = \alpha l. \quad (4)$$

$\alpha$  - **постоянная вращения**.  $[\alpha] = ^\circ/\text{мм}$ .

Для растворов:  $\varphi = [\alpha]dc. \quad (4)$

где  $c$  – массовая концентрация активного вещества в растворе,  $[\alpha]$  – **удельная постоянная вращения** (удельное вращение).

Формула (5) лежит в основе метода определения с оптически активного вещества (например, сахара в водном растворе). Применяемые приборы - **поляриметры** или **сахариметры**.



Начало

Содержание



Страница 114 из 274

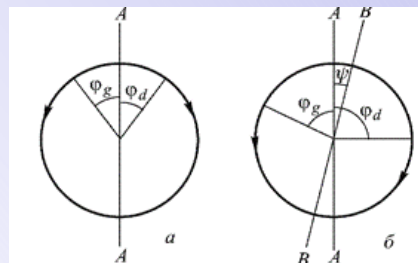
Назад

На весь экран

Закрыть

**Френель** показал, что оптическая активность сводится к особому типу двойного лучепреломления. Частота распространения света в активных веществах различна для право- и лево-поляризованных лучей.

При этом для правых веществ больше частота право-круговой волны. Плоско поляризованный свет - совокупность двух циркулярно-поляризованных волн, правой и левой, с одинаковыми температурами и амплитудами.



$$\varphi_d = \omega\left(t - \frac{z}{v_d}\right), \quad \varphi_g = \omega\left(t - \frac{z}{v_g}\right), \quad \psi = \frac{\varphi_d - \varphi_g}{2} = \frac{\omega l}{2c}(n_g - n_d) = \frac{\pi l}{\lambda_0}(n_g - n_d), \quad (7)$$

Результирующее колебание будет направлено по ВВ, т.е. плоскость поляризации повернулась вправо на фазу.

В 1846 г. **Фарадей** обнаружил, что естественно-неактивное вещество, помещенное в сильное магнитное поле, вращает плоскость поляризации, когда свет распространяется вдоль магнитного поля – **эффект Фарадея**.

Угол поворота плоскости поляризации  $\varphi = V l B$  (8) где  $V$  - **постоянная Верде [Верде]**. Зависит от рода вещества, его температуры, и длины волны света. Для **положительных** веществ направление поля и направление вращения образуют правовинтовую систему, для отрицательных- левовинтовую. От направления луча знак вращения не зависит.



Начало

Содержание



Страница 115 из 274

Назад

На весь экран

Закреть

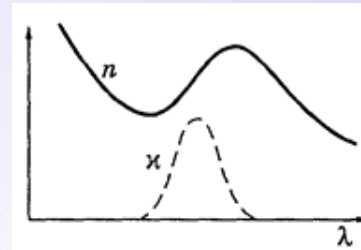
## Глава 7. Дисперсия света.

### §7.1 Дисперсия света. Основы электронной теории дисперсии. Призменные спектральные приборы.

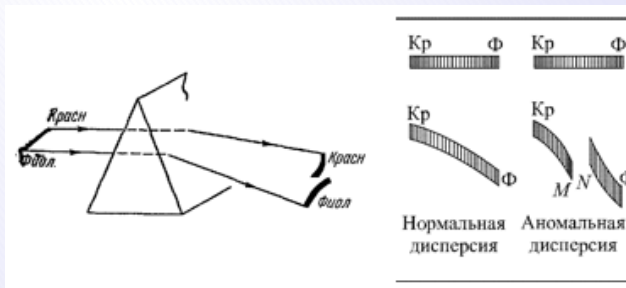
**Дисперсия света** — это явления, обусловленные зависимостью  $n$  вещества от длины  $\lambda$  или от частоты  $\nu$  волны:  $n = f(\lambda)$ , (1)

где  $\lambda$  - длина волны света **в вакууме**.  $dn/d\lambda$  - **дисперсия вещества**.

Для прозрачных бесцветных веществ с уменьшением длины волны  $\lambda$  показатель преломления  $n$  растет, т.е.  $dn/d\lambda < 0$ . Интервал длин волн, в котором выполняется эта зависимость, соответствует **нормальной дисперсии**. Интервалы длин волн, где  $dn/d\lambda > 0$ , соответствуют **аномальной дисперсии**. Заметим, что область аномальной дисперсии совпадает с полосой поглощения.



Опытное изучение явления дисперсии света впервые осуществил Ньютон в 1666 г., пропуская «белый» свет через призму. Для исследования дисперсии Ньютон применял еще используемый и учеными впоследствии **метод скрещенных призм**, состоящий



в том, что свет проходит последовательно через две призмы, преломляющие ребра которых расположены перпендикулярно друг к другу. Цветная полоска, получающаяся в результате действия одной призмы, отклоняется второй призмой в разных своих частях различно в зависимости от величины показателя преломления.



Начало

Содержание



Страница 116 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

Аналитический вид зависимости  $\Pi(\lambda)$  в области нормальной дисперсии для не слишком больших интервалов длин волн может быть представлен приближенной формулой

$$n = a + b/\lambda^2, \quad (1)$$

Дисперсию света можно объяснить на основе электромагнитной теории и электронной теории вещества. Строго говоря, поведение электрона в атоме подчиняется законам квантовой физики. Однако классические представления приводят к качественно тем же результатам, что и квантовая теория.

В изотропной немагнитной среде  $n = \sqrt{\varepsilon}$ . (2)

Диэлектрическую проницаемость  $\varepsilon$  можно найти из соотношения  $\varepsilon = 1 + x$ , где  $x$  - **диэлектрическая восприимчивость**,  $P = x\varepsilon_0 E$ ,  $P$  - **поляризованность**, т. е. дипольный момент единицы объема.

Таким образом,  $\varepsilon = 1 + \frac{P_x(t)}{\varepsilon_0 E_x(t)}$  (3)

где  $P_x$  - проекция вектора  $P$  на ось  $x$ , вдоль которой совершаются колебания вектора  $E$ .

$P_x = n_0 p_x$ , где  $n_0$  - концентрация диполей,  $p$  - проекция дипольного момента отдельного диполя. Будем рассматривать простейшую модель вещества, состоящего из не взаимодействующих друг с другом атомов.

Будем рассматривать молекулы или атомы диэлектрика как системы, в состав которых входят электроны, находящиеся внутри молекул в положении равновесия. Для простоты положим, что в среде имеется один сорт атомов и в каждом из них способен сместиться только один электрон.  $p_x = ql_x = q(-x) = -qx$  (3) здесь  $x$  — смещение электрона из положения равновесия.

С учетом (4) выражение (3) можно представить так:  $\varepsilon = 1 + \frac{n_0(-qx)}{\varepsilon_0 E_x}$ . (4)

Запишем уравнение движения электронного облака как  $m\ddot{x} = -kx - r\dot{x} + qE_m \cos \omega t$ , (5)



Начало

Содержание



Страница 117 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

где справа записаны проекции на ось  $X$  квазиупругой силы, силы «сопротивления», обусловленной чем-то вроде «трения» облака о ядро (физический смысл – затухание колебаний из-за излучения), и вынуждающей силы со стороны гармонической электромагнитной волны.

Разделив уравнение (5) на порядок  $m$ , приведем его к виду  $\ddot{x} + 2\beta\dot{x} + \omega_0^2x = f_m \cos \omega t$ , (6)

Ограничимся простейшим случаем, когда вынуждающая частота (поля) не очень близка к собственной частоте колебаний электронного облака и коэффициент  $\beta$ , характеризующий затухание, достаточно мал. В этом случае, если  $\omega < \omega_0$ , то

$$x(t) = \frac{f_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \cos \omega t. \quad (10)$$

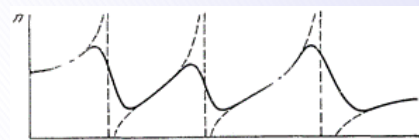
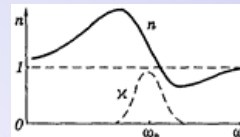
Подставим (10) в (5) и учтем, что вынуждающая сила в (5)  $qE_m \cos \omega t = -qE_x$ . В результате получим:

$$\varepsilon = 1 + \frac{b}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (11)$$

где  $b = n_0 q^2 / \varepsilon_0 m = N_0 e^2 / \varepsilon_0 m_e$ ,  $N_0$  - концентрация электронов.

Разрыв функции  $\varepsilon(\omega)$  при  $\omega = \omega_0$  и обращение ее в плюс-минус бесконечность  $\pm\infty$  не имеют физического смысла, это получилось вследствие игнорирования затухания. Если же его учесть, то ход кривой будет иным и достаточно хорошо подтверждается экспериментально. Зависимость характеризует полосу поглощения. Как раз с ней совпадает область аномальной дисперсии ( $dn/d\omega$ ). Заметим, что собственных частот может быть несколько в атоме, соответственно будет и несколько областей аномальной дисперсии.

В случае **рентгеновского излучения** его частота обычно значительно больше частоты собственных колебаний атома. Поэтому можно пренебречь величиной



Начало

Содержание



Страница 118 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

wo по сравнению с  $w$ , и формула дисперсии примет вид (без учета затухания)

$$n^2 = 1 - \frac{N_0 e^2}{\epsilon_0 m_e \omega^2} \quad (12)$$

Таким образом, показатель преломления для рентгеновских лучей оказывается меньше единицы, хотя и отличается от единицы очень незначительно, ибо частота  $\omega^2$  очень велико. Для стекла при длине волны около 0,1 нм показатель преломления  $n = 0,999999 = 1 - 1 \cdot 10^{-6}$ .

То обстоятельство, что показатель преломления  $n < 1$ , позволило осуществить в рентгеновской области явление полного внутреннего отражения на границе воздух-стекло.

На явлении нормальной дисперсии основано действие **призменных спектральных приборов.** (спектрографы, спектроскопы, монохроматоры и др.)

Материалом призм (и линз) в приборах, предназначенных для работы с видимым светом, служит стекло с большой дисперсией (**флинт**), в приборах для ультрафиолета - кварц и др. Инфракрасные спектрографы снабжают оптикой из каменной соли, а так же из кварца, и других материалов.

Освещенная щель  $S$  находится в фокальной плоскости объектива  $L_1$ . Такую систему называют «**коллиматором**». Из объектива выходит параллельный пучок света и преломляется в призме.

Параллельные пучки, выходящие из призмы, имеют для разных длин волн различное направление. Пучки падают на фокусирующий объектив  $L_2$ . В его фокальной поверхности образуются изображения щели в монохроматических лучах - экран (или фотопластинка). При визуальном наблюдении (в **спектроскопах**)



Рис. 14.21. Схематическое изображение хода лучей в спектрографе:  $S$  — щель;  $L_1$  — объектив коллиматора;  $P$  — призма;  $L_2$  — объектив камеры;  $EE$  — фотопластинка



Начало

Содержание



Страница 119 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

убирают экран и фокусируют линзу, называемую «**окуляром**» на плоскость, в которой находился экран. В этом случае система из камерного объектива и окуляра образует **зрительную трубу**.



*Начало*

*Содержание*



*Страница 120 из 274*

*Назад*

*На весь экран*

*Закреть*

## Глава 8. Поглощение света.

### §8.1 Поглощение света. Основные понятия. Закон Бугера–Ламберта. Механизм поглощения света диэлектриками и металлами.

Прохождение световой волны через вещество сопровождается потерей энергии этой волны, затрачиваемой на возбуждение колебаний электронов (точнее, на изменение их состояния в атоме). Частично эта энергия переходит во внутреннюю энергию вещества.

Поэтому интенсивность света при прохождении через обычное вещество уменьшается - **свет поглощается** в веществе.

Пусть через однородное вещество распространяется параллельный свет пучок. Выделим мысленно в этом веществе бесконечно тонкий плоский слой толщины  $dx$ . При прохождении этого слоя интенсивность света уменьшится, приращение интенсивности представим как  $dI < 0$ . Ясно, что эта величина будет пропорциональна интенсивности в данном поглощающем слое и его  $dx$ , т. е.  $-dI = kI dx$ , (1)

где  $k$  – **коэффициент поглощения**.

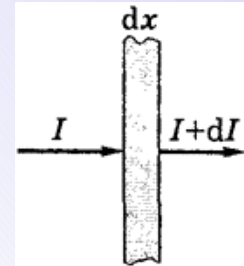
Разделив переменные, получим:  $-dI/I = k dx$ .

После интегрирования в пределах от  $I_0$  до  $I$  и от 0 до  $x$  найдем:  $\ln(I/I_0) = -kx$ , откуда  $I = I_0 e^{-kx}$  (2)

Это **закон Бугера (Бугера-Ламберта)**: [**Бугер**][**Ламберт**] интенсивность света при прохождении однородного вещества уменьшается по экспоненциальному закону.

Коэффициент поглощения монохроматического света в растворе поглощающего вещества в непоглощающем растворителе пропорционален объемно-массовой концентрации  $c$  раствора:  $\alpha = \alpha_1 c$  (3)

Эта зависимость была проверена на опыте А. Бером и называется **законом Бера (Бугера-Ламберта-Бера)**



Начало

Содержание



Страница 121 из 274

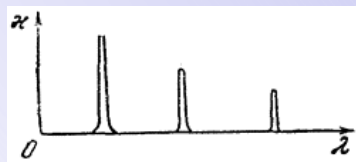
Назад

На весь экран

Закрыть

Закон Бера справедлив для разбавленных растворов. Закон Бера используют для определения с поглощающего вещества путем измерения поглощения - **фотокolorиметрия**.

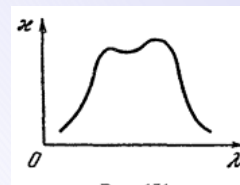
Коэффициент поглощения  $\alpha$  зависит от длины волны  $\lambda$  (или  $w$ ). Эта зависимость называется **спектром поглощения**. У вещества, находящегося в таком состоянии, что атомы или молекулы практически не взаимодействуют друг на друга (газы и пары металла при невысоком давлении), коэффициент поглощения для большинства длин волн, близок к нулю и лишь для очень узких спектральных областей (шириной в несколько сотых  $\text{\AA}^\circ$ ) обнаруживает резкие максимумы.



Эти максимумы соответствуют резонансным частотам колебаний электронов внутри атомов. С точки зрения квантовой механики они соответствуют переходам атомов в подходящее возбужденное состояние.

В случае многоатомных молекул обнаруживаются также частоты, соответствующие колебаниям атомов внутри молекул.

Т.к. массы атомов в десятки тысяч раз больше массы электрона, молекулярные частоты  $w$  бывают намного меньше атомных - они попадают в инфракрасную область спектра. У газов с многоатомными молекулами наблюдаются системы тесно расположенных линий поглощения, образующих **полосы поглощения**.



Структура этих полос определяется составом и строением молекул. Поэтому изучение спектров поглощения является одним из основных методов экспериментального исследования строения молекул.

Жидкие и твердые диэлектрики имеют сплошные спектры поглощения, состоящие из сравнительно широких полос поглощения, в пределах которых  $k$  изменяется плавно. За пределами этих полос  $\alpha \approx 0$  т. е. диэлектрики прозрачны. Избирательным поглощением объясняется окраска в проходящем свете,



Начало

Содержание



Страница 122 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

наблюдаемая у растворов красителей и многих минералов. Это явление используется для изготовления **светофильтров**.

**Металлы** практически непрозрачны для света. Это обусловлено наличием в металле свободных электронов. Под действием электрического поля световой волны свободные электроны приходят в движение - в металле возникают быстропеременные токи, сопровождающиеся выделением Ленца-Джоулева тепла. В результате энергия световой волны быстро уменьшается, превращаясь во внутреннюю энергию металла.

**Цвет тел.** В общем случае цвет тел возникает благодаря **селективному поглощению**, а не селективному отражению. Так, например, кожура апельсина поглощает лучи синей части спектра. И мы видим апельсин оранжевым.



Начало

Содержание



Страница 123 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

### §9.1 Рассеяние света. Закон Рэля. Поляризация рассеянного света. Молекулярное рассеяние света.

**Рассеяние света.** В неоднородной среде, если неоднородности малы по сравнению с длиной волны, то световые волны, дифрагируя на неоднородностях среды, дают дифракционную картину, характеризующуюся **довольно равномерным распределением интенсивности по направлениям**. Такую дифракцию на **мелких** неоднородностях называют **рассеянием света**.

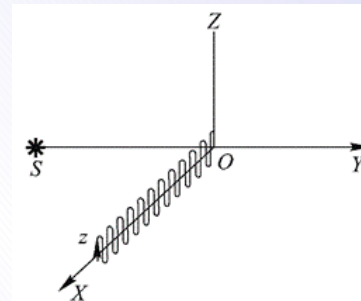
Среды с явно выраженной оптической неоднородностью называют **мутными** (дым, туман, молоко перламутр, опалов, молочное стекло и т. д.)

Рассеяние на неоднородностях, размеры которых намного меньше длины волны называется **рэлеевским рассеянием**. Рэлей показал, что интенсивность рассеянного света оказывается обратно пропорциональной 4-й степени длины волны - **закона Рэля**.

Если молекулы рассеивающих частичек электрически изотропны (неполярные молекулы), то рассеиваемый свет оказывается **частично-поляризованным** и под углом  $\vartheta = \pi/2$  - полностью поляризованным. Его плоскость поляризации **перпендикулярна** направлению первичного светового пучка.

Даже тщательно очищенные от посторонних примесей и загрязнений жидкости и газы в некоторой степени рассеивают свет.

**М. Смолуховский** (1908) выяснил, что причиной оптических неоднородностей в этом случае являются **флуктуации** плотности - отклонения в пределах малых частот, плотностей от среднего значения, возникающие в процессе хаотичного теплового движения молекул среды.



Начало

Содержание



Страница 124 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

Флуктуации  $\rho$  (плотности) ведут к флуктуациям показателя преломления  $n$ , т.е. к оптическим неоднородностям. Рассеивание света, на этих неоднородностях, называют **молекулярным рассеянием**.

Молекулярным рассеянием объясняется **голубой цвет неба**. Непрерывно возникающие в атмосфере флуктуации плотностей в малых объемах приводят согласно **закону Рэлея [Рэлей]** к тому, что синие и голубые составляющие солнечного света рассеиваются сильнее, чем желтые и красные. При восходе и заходе Солнца прямой солнечный свет проходит через большую толщу атмосферы, и при этом большая доля коротковолновой части спектра теряется на рассеяние. Из прямого света до поверхности земли доходит преимущественно красная составляющая спектра. Вот почему при восходе и заходе Солнце кажется красным.

В результате рассеяния интенсивность узкого светового пучка убывает в направлении распространения быстрее, чем в случае одного лишь поглощения. Поэтому для мутной среды в выражении для закона ослабления пучка света вместо коэффициента поглощения и должен стоять **коэффициент ослабления**

$$\mu = k + k' \quad (2)$$

где  $k'$  - **коэффициент рассеяния (экстинкции)**, связанный с рассеивающими свойствами среды. Тогда интенсивность пучка будет изменяться с проходимым расстоянием  $x$  как  $I = I_0 e^{-\mu x} \quad (2)$



Начало

Содержание



Страница 125 из 274

Назад

На весь экран

Закреть

### §10.1 Релятивистские эффекты в оптике. Фазовая и групповая скорости света. Методы измерения скорости света.

Суперпозицию волн, мало отличающихся друг от друга по частоте  $\omega$   
 $\bar{\omega} - \frac{1}{2}\Delta\omega \leq \omega \leq \bar{\omega} + \frac{1}{2}\Delta\omega$  ( $\Delta\omega/\bar{\omega} \ll 1$ ), называют **волновым пакетом или группой волн**.

Назовем скорость, с которой перемещается место с максимальной амплитудой - скоростью волнового пакета - **групповой скоростью**.  $v^{(g)} = \left( \frac{d\omega}{dk} \right)_k$ , (1)



Найдем связь между фазовой и групповой скоростью.  
 $v^{(g)} = \frac{d}{dk}(v^{(p)}k) = v^{(p)} + k \frac{dv^{(p)}}{dk} = v^{(p)} - \lambda \frac{dv^{(p)}}{d\lambda}$  (2) - **формула**

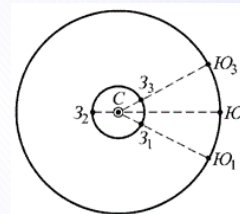
**Рэлей. [Рэлей]**

В отсутствии дисперсии  $v_g = v$ . При **нормальной дисперсии**  $dv/d\lambda > 0$ , т.е.  $v_g < v_p$ . **скорость переноса энергии** совпадает с групповой скоростью  $v_g$ . В области **аномальной дисперсии** групповая скорость может быть больше скорости переноса и скорости света ( $v_g$  может  $> v$  и  $c$ ). Не совпадает с скоростью переноса энергии.

Методы определения  $c$  делят на астрономические и лабораторные.

Рассмотрим **астрономические методы**:

1) Определение  $c$  по наблюдениям с Земли затмений спутников Юпитера. **Метод О. Ремера** (Дания, **О. Ремер** 1676). Пусть в момент времени равный нулю  $t=0$  Юпитер 1 ( $Ю_1$ ) находится в **противостоянии** с  $C$  (Солнцем) и один из спутников  $Ю$  (Юпитера), наблюдаемый с  $З$  (Земли), исчезает в тени  $Ю$  (Юпитера). По истечении 0,545 года Юпитер 2 ( $Ю_2$ ) находится



Начало

Содержание



Страница 126 из 274

Назад

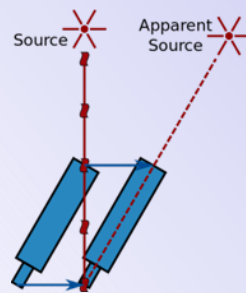
На весь экран

Закрыть

в **соединении** с Солнцем. По истечении еще 0,545 года Юпитер 3 ( $\text{Ю}_3$ ) будет вновь находиться в противостоянии. За это время совершились  $n$  оборотов спутника вокруг Юпитера. Фиксируемые на Земле промежутки, за которые проходят первые и следующие  $n$  оборотов спутника Юпитера различны из-за конечной скорости света и из-за того, что в 1 промежуток времени Земля удалялась от Юпитера, а во 2 – приближалась.

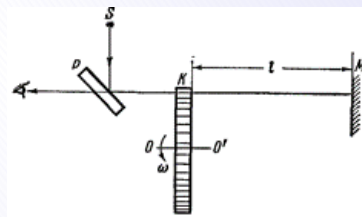
2) Определение  $c$  по наблюдению **абберации света**. Из-за движения Земли вокруг Солнца, видимое направление на звезду относительно Земной системы отсчета (СО) отличается от такового относительно системы отсчета, связанной с Солнцем. Т.к. при вращении Земли её частота меняет направление, то звезда описывает **абберацию эллипс**.

3) Предположим, что в солнечной системе отсчета звезда в зените. Удобно рассматривать свет, как поток фотонов. Пока фотон опустится от верха трубы до низа, труба со скоростью Земли  $v$  сместится вправо. В итоге видимое положение звезды отклонится от вертикали на  $\alpha = v/c$ . (3) Данный угол будет в общем случае равняться большей полуоси абберационного эллипса. Абберацию света открыл в 1728 г. англичанин **Джеймс Брэдли**. ( $c = 308$  тыс км/с).



### Лабораторные методы определения света:

1) **Метод прерываний. А. Физо** (Франция, **А. Физо** 1849) Свет от источника S идет между зубьями вращающегося колеса к зеркалу и, отразившись обратно, должен вновь пройти между зубьями к наблюдателю. Если колесо вращается с такой частотой  $w$ , что за время движения света от а к М и обратно на месте



зубьев окажутся прорези, и наоборот, то вернувшийся свет не будет пропущен к окуляру и наблюдатель не увидит света (первое затемнение). Для интенсивности



Начало

Содержание



Страница 127 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

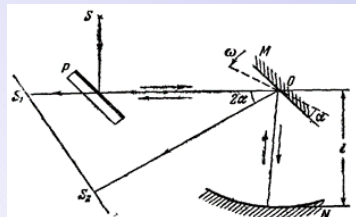
затемнения необходимо, чтобы за время  $t = 2l/c$  колесо повернулось на угол  $\pi/z$ ,  $t = 2l/c = \pi/(z \cdot 2\pi\nu)$  или  $c = 4\nu l z$ . (4)

Вместо вращающегося колеса иногда применяют более совершенные методы прерывания света, напр. **ячейки Керра**. [Керр]

## 2) Метод вращающегося зеркала. Жан Фуко

(Франция, **Жан Фуко** 1862 г) Свет от S, отразившись от полупрозрачной пластинки P, падает на плоское зеркало, вращающееся вокруг оси O, направляется на неподвижное сферическое зеркало, центр кривизны которого в точке O и отражается по тому же пути в точку O.

Если зеркало M неподвижно, то отраженный от него обратно луч возвращается по своему первоначальному пути к пластинке P, и дает зайчик в точке S<sub>1</sub>. При вращении зеркала M за время, пока свет проходит путь две длины 2l между обоими зеркалами и возвращается обратно, вращающееся зеркало M повернется на угол  $\alpha = \omega t = \omega \cdot 2l/c$ . Отраженный от этого зеркала луч будет повернут на угол 2 $\alpha$  по отношению к первоначальному и даст зайчик в точке S<sub>2</sub>.  $c = 2l \frac{\omega}{\alpha}$  (5)



Помещая на участке между зеркалами M и N трубу с водой, **Фуко** обнаружил, что угол  $\alpha$  возрос в  $\frac{4}{3}$  раза, а, следовательно скорость распространения света в воде меньше, чем в пустоте в 1,33 раза.

Все упомянутые способы измеряют групповую скорость. Для непосредственного измерения фазовой скорости  $v_{\phi}$  электромагнитных волн требуются иные методы. В области радиочастот можно использовать **стоячие волны в объемном резонаторе**. Измеряя частоту резонанса и длину резонатора, можно определить скорость света с.

В 1972 г с было определено **К. Ивенсоном** с сотрудниками на основе независимых измерений длины  $\lambda$  и частоты  $\nu$  света. В качестве источника использовался стабилизированный Гелий-неоновый He-Ne лазер, генерирующий инфракрасное излучение ( $\lambda=3,39$  мкм). Частота этого излучения измерялась



Начало

Содержание



Страница 128 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

сравнением с цезиевым эталоном частоты. Длина этого же излучения измерялась интерферометрическим сравнением с длиной оранжевой линии криптона-86. Таким методом удалось получить значение скорости света в вакууме с громадной точностью:  $c=(299792456,2\pm 1.1)$  м/с.

В 1983 году **XVII Генеральная конференция по мерам и весам** положила в основу нового определения метра, расстояние, проходимое светом за  $1/299792458$  с. Т.е. в настоящее время  $c=299792458$  м/с точно по определению метра!



[Начало](#)

[Содержание](#)



[Страница 129 из 274](#)

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закреть](#)

## §10.2 Опыты Физо и Майкельсона.

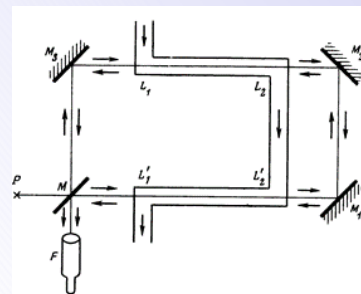
В последней четверти 19 века электродинамика рассматривала все электромагнитные и оптические процессы как протекающие в заполняющем всё пространство веществе - мировом эфире. Поэтому основным вопросом электродинамики движущихся тел являлся вопрос о влиянии движения тел на эфир.

Герц предположил, что эфир полностью увлекается материальными телами при их движении. Это предположение противоречило некоторым опытным фактам. Рассмотрим их.

1) **Опыт Физо [Физо]** (1851 г.). Дана упрощенная схема. Интерферирующие пучки проходят по заполненным водой сообщающимся трубам А и В, длина каждой из которых равна единице. В случае неподвижной воды наблюдается определенная интерференционная картина.

Если вода приведена в движение со скоростью  $v$ , втекая в А и вытекая из В, то луч I будет внутри воды распространяться в направлении ее движения, а луч II - навстречу движению. Если эфир увлекается движущейся водой, как предполагает теория Герца, то скорость как луча I, так и луча II будет по отношению к воде одной и той же, равной скорости света в покоящейся воде, т.е.  $c_1 = c/n$ , где  $c$  - скорость света в свободном эфире. По отношению же к зеркалам прибора скорость света на отрезке пути, проходящем в движущейся воде, для луча I будет равна  $(c_1 + v)$  и для луча II  $(c_1 - v)$ . Ожидаемое изменение интерференционной картины определится добавочной разностью времени

распространения двух лучей: 
$$\tau = \frac{2l}{c/n - v} - \frac{2l}{c/n + v} = \frac{4lv}{c^2/n^2 - v^2} = \frac{4lvn^2}{c^2 - n^2v^2} \quad (1)$$



Начало

Содержание



Страница 130 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

которой соответствует разность хода, выраженная в длинах волн,  

$$\Delta = \frac{\tau c}{\lambda} = \frac{4l v n^2 c}{\lambda(c^2 - n^2 v^2)} \approx \frac{4l v n^2}{\lambda c} \quad (2)$$

если пренебречь величиной  $(v/c)^2$  по сравнению с единицей.

Действительно, наблюдалось смещение интерференционных полос, соответствующее, однако, разности хода, примерно в два раза меньшей, чем следует из теории эфира, вполне увлекаемого движущейся средой. Наблюдаемое смещение находилось в согласии с теорией, предлагаемой Френелем. Теория предсказывала скорость света в воде  $c_1 \pm v(1 - 1/n^2)$ . (3)

Также теория Герца не объясняла аберрации света.

**Х.А. Лорентц** (Нидерланды) предложил теорию **неподвижного эфира**, которая в совокупности с его электронной теорией объясняла опыт Физо.

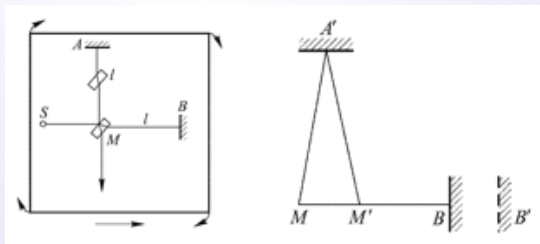
В 1878 г. **Максвелл** предложил схему опыта, позволяющего обнаружить движение Земли относительно эфира, если бы эфир покоился бы в гелиоцентрической системе. Максвелл считал, что необходимая точность измерения недостижима. Однако три года спустя **Майкельсон** построил интерферометр, с помощью которого можно было бы заметить движение установки относительно неподвижного эфира. Опыт Майкельсона, осуществленный в 1881 г. состоял в следующем:

Интерферометр Майкельсона располагается таким образом, чтобы одно плечо его совпадало с направлением движения Земли, а другое было к нему перпендикулярно.

В рамках теории Лорентца время на прохождение пути MB и обратно есть  $T_1 + T_2$  (4), где  $T_1$  определится из условия

$T_1 c = l + v T_1$  (5) а  $T_2$  - из условия

$T_2 c = l - v T_2$ ; (6)



Начало

Содержание



Страница 131 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

Где  $l=MA=MB$  – длина плеча интерферометра.

$$T_1 + T_2 = \frac{2lc}{c^2 - v^2} = \frac{2l}{c} \frac{1}{1 - v^2/c^2} = \frac{2l}{c} \frac{1}{1 - \beta^2} \approx \frac{2l}{c} (1 + \beta^2) \quad (7)$$

В перпендикулярном направлении, с учетом движения прибора, время прохождения от  $M$  до  $A'$  и обратно к  $M'$  будет равно  $2T$ , где  $T$  определится из следующего условия:

$$Tc = MA' = \sqrt{l^2 + v^2 T^2}, \text{ откуда } 2T = \frac{2l}{c} \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = \frac{2l}{c} \left(1 + \frac{\beta^2}{2}\right) \quad (8)$$

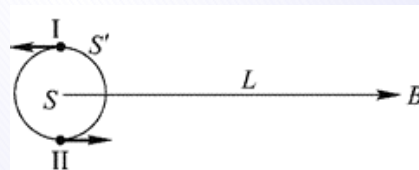
Таким образом, разность время, обусловленная движением прибора вместе с Землей, равна  $T_1 + T_2 - 2T = \frac{l}{c} \beta^2$  (9)

При повороте прибора на угол  $90^\circ$  разность эта меняет знак, так что интерференционная картина меняется, смещаясь на число полос (точнее, долей полос), зависящее от величины плеча  $l$ .

Опыт был впервые выполнен **Майкельсоном** в 1881 г. с точностью, лежащей на границе необходимой. Он повторялся многократно. По мере совершенствования опыта все с большей уверенностью констатируется отсутствие того смещения полос, которого следует ожидать по теории Лорентца, допускающей «эфирный ветер», возникающий вследствие движения Земли со скоростью 30 км/с в неподвижном эфире.

Отрицательный результат опыта Майкельсона противоречит гипотезе неподвижного эфира и мог бы быть истолкован как доказательство полного увлечения эфира телами, т.е. вступил бы в противоречие и с результатами опыта **Физо**. Было сделано поэтому немало попыток разрешить это противоречие.

Одна из них принадлежит **В. Ритцу** (Швейцария) и состоит в допущении, что  $c$ , испускаемого движущимся источником, складывается геометрически из скорости источника и скорости света от неподвижного источника, подобно скорости ядра, выстреливаемого быстро перемещающимся орудием (**баллистическая гипотеза**).



орудием (**баллистическая**



Начало

Содержание



Страница 132 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

Однако астрофизические наблюдения над двойными звездами решительно говорят против баллистической гипотезы. Представим себе двойную звезду на расстоянии  $L$  от наблюдателя, одна из компонент которой  $S$  имеет скорость  $v$ . Если баллистическая гипотеза справедлива, то свет от компоненты  $S'$  в положении I дойдет до наблюдателя к моменту времени  $t_1 = L/(c - v)$ , а в положении II — к моменту  $t_2 = T + L/(c + v)$ , где  $T$  — полупериод обращения. Таким образом, наблюдаемое движение звезды может заметно отступать от законов Кеплера. А этого не наблюдается.

**А.М. Бонч-Бруевич** (советский и российский физик 1956 г.), применив для определения скорости  $c$  современные уточненные методы, сравнил скорость света, идущего от правого и левого краев Солнца, т.е. от источников, один из которых приближается, а другой отдаляется от нас со скоростью 2,3 км/с. Опыты с достаточной степенью точности показали, что различие в скорости света, предполагаемое по баллистической гипотезе, не имеет места.

На Женевском ускорителе протонов был проведен следующий опыт: с помощью ядерной реакции получали  $\pi^0$ -мезоны высокой энергии со скоростью движения очень близкой к света. Получаемые при распаде  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  по измерениям тоже имели скорость света.

Единое и непротиворечивое объяснение опыта **Майкельсона** и **Физо** дает **СТО - Эйнштейна**.



Начало

Содержание



Страница 133 из 274

Назад

На весь экран

Заккрыть

### §10.3 Эффект Доплера в оптике. Эффект Вавилова-Черенкова.

**Эффект Доплера** (чешский физик **К. Допплер**, 1842) заключается в том, что частота волны будет различной, если ее оценивать с помощью аппаратов, неподвижных относительно источника или движущегося по отношению к нему.

Эффект **Доплера** имеет место и в акустике. Рассмотрим случай, когда источник звука движется относительно воздуха, а приемник неподвижен.



Пусть приемник в точке В и источник  $S_1$  движется с скоростью  $v$  вдоль линии  $S_1B$ , соединяющей источник с приемником. Волна, испущенная в время  $t_1$ , когда источник находится на расстоянии  $\alpha$  от прибора, достигнет последнего к моменту  $\theta_1 = t_1 + \frac{\alpha}{c}$ ; волна, испущенная в время  $t_2 = t_1 + \tau$ , достигнет приемника в  $\theta_2 = t_2 + \frac{\alpha \pm v\tau}{c}$  (плюс (+) при удалении, минус (-) при приближении).

Итак, промежуток времени между приемами первой и второй волны  $\theta = \theta_2 - \theta_1 = \tau \left(1 \pm \frac{v}{c}\right)$

Пусть  $\tau = T_0$  – период волны, испускаемой S. Тогда  $\theta = T$  – период волны по измерениям приемника. Т.е.  $T = T_0(1 \pm v/c)$  (1)

Соответственно, воспринимаемая приемником  $\lambda = \lambda_0(1 \pm v/c)$  (2), используемая неподвижным источником.

Воспринимаемая частота  $\nu = \nu_0/(1 \pm v/c)$  (3)

Таким образом, если источник приближается к приемнику, воспринимаемая частота растет, а если удаляется, то уменьшается. Пример с сиреной.

Если угол между частотой источника и направлением распространения волны к приёмнику равен углу  $\varphi$ , то формулу (3) нужно преобразовать к виду  $\nu = \nu_0/(1 - \beta \cdot \cos \varphi)$ , (4)



Начало

Содержание



Страница 134 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

Видно, что приближение и удаление источника соответствуют случаю  $\varphi = 0$  и  $\varphi = 180^\circ$  и (4) переходит в (3).

Если приёмник неподвижен относительно воздуха, а источник движется получаются несколько иные формулы.

В оптике ситуация и проще, и сложнее. Проще она тем, что согласно СТО всегда можно считать покоящейся системе отсчета приемника и частоты света относительно нее равно скорости света  $c$ , независимо от движущегося источника.

А сложнее тем, что согласно следствиям из СТО движущиеся часы замедляются. Т.е. если частота  $\omega$  колебаний в неподвижном источнике нулевой частоты  $\omega_0$ , то в движущемся источнике  $\omega' = \omega_0(1 - \beta^2)^{0,5}$ . Именно эту частоту надо подставить вместо нулевой частоты  $\omega_0$  в (4).

В итоге эффект Доплера в оптике описывается формулой:

$$\omega = \omega_0 \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos \vartheta} \quad (5)$$

Легко видеть, что при малых скоростях источника формула (5) переходит в (4).

При  $\varphi = \pi/2$  найдем  $v = v_0 \sqrt{1 - \beta^2}$  (5)

Таким образом, согласно теории относительности, эффект Доплера должен иметь место и в случае, когда направление распространения света перпендикулярно к направлению движения, в частности при вращении источника вокруг приемника, когда расстояние между ними не меняется (**поперечный эффект Доплера**). В нем проявляется релятивистское замедление времени.

Первые проверки эффекта Доплера в оптике состояли в определении линейной скорости краев Солнца, связанной с вращением Солнца вокруг оси. Определяемая спектральным путем линейная скорость краев Солнца (2 км/сек) совпадает со скоростью, определенной по движению пятен.

Точность таких проверок не позволяет проверить отличие формул (5) и (4). Проверка формул (5) была осуществлена американскими физиками **Г. Айвсом** и **Д. Стилуэллом** (1938). Они исследовали с помощью спектрографа длину



Начало

Содержание



Страница 135 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

излучения пучка атомов водорода, двигавшихся с скоростью частицы порядка  $10^6$  м/с. Измерения производились одновременно для двух взаимно противоположных направлений наблюдения под углом  $\varphi$  и  $\pi - \varphi$  (пучок лучей, соответствующий второму случаю, попадал в спектрограф после отражения от зеркала). Среднее арифметическое длины волны отличалась от длины волны неподвижных атомов, что свидетельствовало в пользу (5)

Непосредственно поперечный Доплер-эффект был проверен экспериментами с гамма-излучением, в которых источник и поглотитель размещались на диске, вращающемся с частотой  $\omega$ , на разных радиусах кривизны соответственно от оси вращения. Из-за относительного смещения частоты ослаблялось поглощение (гамма)  $\gamma$ -квантов поглотителем.

Эффект Доплера широко используется в астрономии, радиолокации и других областях науки и техники. На основании доплеровского смещения линий в спектрах звезд и туманностей можно определять лучевые скорости их движения по отношению к Земле. По изменению частоты сигнала **доплеровским измерителем** при отражении от объекта можно найти лучевую скорость этого объекта. – полицейский радар) Доплеровское уширение спектральных линий в газах растет с повышением температуры газа. Это явление можно использовать для определения температуры раскаленных газов и плазмы.

**Излучение Вавилова-Черенкова.** В 1934 г. **П. А. Черенков**, работавший под руководством **С. И. Вавилова**, обнаружил особый вид свечения жидкостей под действием (гамма)  $\gamma$ -лучей радия. Вавилов высказал правильное предположение, что источником излучения служат быстрые заряды ( $e$ ), создаваемые (гамма)  $\gamma$ -лучами.



Теоретическое объяснение явления - **эффекта Вавилова-Черенкова**, дано (1937) **И.Е.Таммом** и **И.М.Франком** (**Черенков, Тамм и Франк** Нобелевская премия получена в 1934 году)



Начало

Содержание



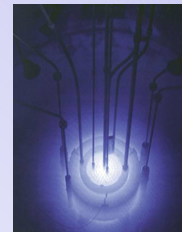
Страница 136 из 274

Назад

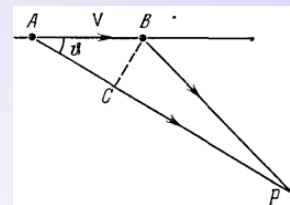
На весь экран

Закрыть

Согласно электромагнитной теории заряд, движущийся без ускорения, не излучает электромагнитных волн. Однако, как показали Тамм и Франк, при условии, что частота заряженной частицы  $v > v_{\phi} = c/n$ , даже двигаясь равномерно, частица будет излучать электромагнитные волны.

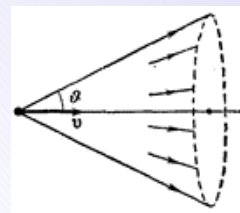


Пусть заряженная частица, движется в веществе вдоль оси X с постоянной скоростью. Она вызывает кратковременную поляризацию вещества в окрестностях тех точек, через которые она проходит в процессе движения. Поэтому молекулы вещества, лежащие на пути частицы, становятся кратковременно действующими когерентными источниками элементарных электромагнитных волн. Излучение Вавилова-Черенкова представляет собой результат интерференции этих элементарных волн.



При  $v < c/n$  заряд не излучает, т.к. элементарные волны полностью гасят друг друга в результате интерференции.

Пусть теперь скорость частицы  $V > v = c/n$ . Существует угол  $\theta$ , удовлетворяющий условию  $\cos \vartheta = \frac{v}{\nu} = \frac{1}{n\beta}$  (2)



В направлениях, определяемых условием (2), электрон (точнее - среда, в которой он движется) будет излучать электромагнитные волны, а в остальных направлениях излучения не будет. Это **наиболее характерное свойство** данного излучения: оно испускается лишь вдоль образующих конуса, ось которого совпадает с направлением движения частицы.

В реальном опыте световой конус не будет бесконечно тонким, поток летящих электронов имеет конечную апертуру и известный разброс частот, равно как и  $n$  имеет несколько различные значения для разных длин видимого интервала. Все это дает более или менее узкий конический слой.



Начало

Содержание



Страница 137 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

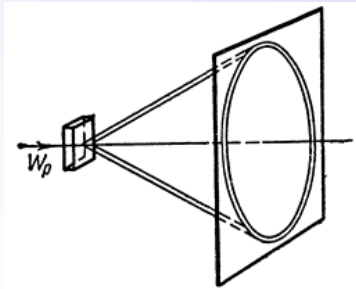


Рис. 7.10. Схема опыта Черенкова с использованием протонов

В спектре черенковского излучения преобладают короткие волны, поэтому оно имеет **голубую** окраску.

Свет **поляризован** так, что **E** направлен по нормали к поверхности конуса, а **H** - по касательной к ней.

На основе эффекта Вавилова-Черенкова созданы так называемые **черенковские счетчики** заряженных частиц, с помощью которых можно регистрировать эти частицы и определять величину и направление их скорости.

*Явления, аналогичные излучению Вавилова - Черенкова, известны в гидро- и аэродинамике. Например, ударные волны, излучаемые при сверхзвуковых скоростях, называются **волнами Маха**. Мы воспринимаем излучение волн Маха летящим снарядом в виде хорошо известного свиста или воя, возникающего при его движении. Выяснив совершенно аналогичный механизм излучения Вавилова-Черенкова, Тамм и Франк стали называть это явление **поющими электронами**.*



Начало

Содержание



Страница 138 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

## §10.4 Элементы нелинейной оптики

**Нелинейная оптика** изучает явления, обусловленные зависимостью оптических параметров среды от интенсивности света. Её бурное развитие началось после создания лазеров.

### Некогерентные нелинейные эффекты

Первый нелинейный эффект был открыт **С.И. Вавиловым** и **В.Л. Левшиным** еще в 1925 г. Им удалось наблюдать небольшое уменьшение (до 1,5%) коэффициента поглощения уранового стекла с увеличением интенсивности света.

Качественное объяснение: при поглощении фотона молекула переходит в новое, возбужденное состояние. Пока она находится в таком состоянии, ее способность поглощать свет изменена. При достаточно большой интенсивности света коэффициент поглощения уменьшается, ибо заметная часть молекул пребывает в возбужденном состоянии.

Таким образом, возникает **просветление среды**, которая становится тем прозрачнее, чем выше интенсивность света.

В прозрачных средах может наблюдаться противоположная ситуация. Здесь в результате **многофотонного поглощения** интенсивный свет может поглощаться гораздо сильнее, чем слабый. При обычных интенсивности света поглощение фотона частоты  $\omega$  происходит только в случае, если его  $h\omega$  совпадает с разностью энергетических уровней  $E_2 - E_1$  атома или молекулы. В этом случае в элементарном акте взаимодействия света с веществом поглощается один фотон.

При больших интенсивностях излучения в элементарном акте взаимодействия могут поглощаться два или более фотона. В этом случае может происходить поглощение света не только частоты  $\omega = (E_2 - E_1)/h$ , но также и частот  $\omega/2$ ,  $\omega/3$  и т. д.

Многофотонное поглощение может происходить и в световом поле двух монохроматических источников. Если сумма частот этих источников удовлетворяет условию:  $\omega_1 + \omega_2 = (E_2 - E_1)/h$ , наблюдается заметное поглощение излучения обеих частот.



Начало

Содержание



Страница 139 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

Вероятность поглощения двух фотонов приблизительно равна произведению интенсивности пучков с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$  (или квадрату интенсивности при  $\omega_1 = \omega_2$ ).

Возможна **многофотонная ионизация**. В то время как обычная (однофотонная) ионизация наблюдается при частотах, при которых  $E_\gamma \geq E_i$  атома, многофотонная ионизация может происходить при  $\omega$  в  $n$  раз меньших. Так, например, наблюдалась ионизация атома гелия (потенциал ионизации 24,58 эВ) в результате поглощения 21 фотона излучения неодимового лазера ( $\lambda = 1,06$  мкм).

Наблюдался также **многофотонный фотоэффект** и **многофотонная диссоциация** молекул.

### **Когерентные нелинейные эффекты. Нелинейная поляризованность.**

В рассмотренных выше эффектах главную роль играла  $I$  излучения, а когерентность и монохроматичность были не важны. Рассмотрим ниже эффекты, для наблюдения которых важна монохроматичность и направленность падающего излучения.

При рассмотрении дисперсии мы пользовались моделью атома, как гармонического осциллятора. Удерживающая электрон около положения равновесия сила подчиняется закону Гука лишь при не слишком больших  $x$ .

При больших  $x$ : наблюдаются отступления от закона Гука и колебания становятся нелинейными.

Функция  $f(x)$  в общем случае может быть представлена в виде ряда Тейлора:

$$f(x) = f(0) + xf'(0) + \frac{x^2}{2!}f''(0) + \frac{x^3}{3!}f'''(0) + \dots \quad (1)$$

Для описания движения эл-на в поле световой волны с учетом нелинейности можно написать уравнение

$$m\ddot{x} + m\gamma\dot{x} + m\omega_0^2x = eE + \frac{x^2}{2!}f''(0) + \frac{x^3}{3!}f'''(0) + \dots \quad (2)$$

Если в (2) можно пренебречь членами, квадратичными, кубическими и т. д. по  $x$ , то приходим к уравнению движения (7.1.6) линейного осциллятора. При



Начало

Содержание



Страница 140 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

учете этих членов осциллятор называется **ангармоническим**, а его колебания - ангармоническими колебаниями. Для ангармонических колебаний зависимость  $x(E)$  усложняется и не будет линейной. Поэтому поляризованность, которую удобно представить в виде  $P = N|e|x$ , перестает быть линейной функцией от  $E$ . Электрическая индукция по-прежнему определяется как  $D = \varepsilon_0 E + P$ , однако поляризация среды теперь зависит от напряженности поля более сложно:  $P = \alpha E + \alpha_2 EE + \alpha_3 E^2 E + \dots$  (3)

В анизотропных средах восприимчивости являются тензорами, поэтому уравнение А8.2) нужно понимать как уравнение для проекций векторов:

$$P_i = \varepsilon_0 \left( \sum_j \chi_{ij} E_j + \sum_{j,k} \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k + \sum_{j,k,l} \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l + \dots \right), \quad (4)$$

где индексы суммирования пробегает значения  $x, y, z$ . Однако при упрощенном, качественном анализе мы будем пользоваться изотропной моделью, описываемой уравнением (3)

Нелинейность восприимчивости приводит и к нелинейности  $n$  среды, который начинает зависеть от поля световой волны  $n(E) = n + n_1 E + n_2 E^2 + \dots$  (5)

Приближением гармонического осциллятора можно пользоваться при  $E$  световой волны, малых по сравнению с  $E_a$  внутриатомных электрических полей.  $E_a$  по порядку величины  $E_a \sim e/(4\pi a^2)$ , где  $a$  – размер атома.  $E_a \sim 10^8$ - $10^9$  В/см.

В пучках света от не лазерных источников достижимые значения  $E$  не превосходят 10 В/см и линейное приближение выполняется с большой точностью. Но в интенсив лазер пучках энергия может быть порядка внутриатомной и закон Гука перестает выполняться. Рассмотрим связанные с ангармонизмом колебаний эффекты.

### п. Генерация кратных, суммарных и разностных гармоник

В линейной оптике вынужденные колебания под действием падающей волны совершаются с частотой  $\omega$  внешнего поля, вследствие чего падающие, отраженные



Начало

Содержание



Страница 141 из 274

Назад

На весь экран

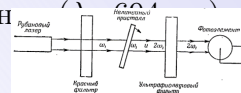
Закрыть

и преломленные волны имеют одну и ту же частоту  $\omega$ .

Решение уравнения (2) для ангармонического осциллятора приводит к тому, что вынужденные колебания представляют сумму гармонических колебаний с частотами, кратными частоте вынуждающей силы:  $\omega, 2\omega, 3\omega, \dots$

С ростом кратности амплитуда убывает. В связи с этим индуцированный полем дипольный момент имеет слагаемые, отвечающие колебаниям с частотами, кратными частоте падающей на среду волны. Поэтому молекулы среды испускают волны и с кратными частотами, и нелинейная среда в целом создает излучение с частотами  $2\omega, 3\omega$  и т.д. Это явление получило название **генерации кратных гармоник света**.

Генерация кратных гармоник впервые наблюдалась в 1961 г. **П. Франкеном** (американский физик) с сотрудниками при распространении излучения рубинового лазера в кристаллическом кварце и других прозрачных кристаллах. На нелинейный кристалл слева падает коллимированный пучок лазерного излучения



Из пластинки выходит излучение второй гармоники. Это излучение отделяется от исходного ультрафиолетовым фильтром или спектральными приборами и регистрируется подходящим приемником излучения  $3$  (фотографическая пленка, фотоумножитель).

Условие максимальной амплитуды второй гармоники:  
 $\Delta n = n(2\omega) - n(\omega) = 0$ , (6) - **условие пространственного синхронизма**.

Также из-за явления интерференции изменение толщины пластинки приводит к появлению минимумов и максимумов в амплитуде второй гармоники.

Если падающий свет представляет собой две монохроматические волны с частотами  $\omega_{1-2}$ , то с учетом нелинейности, индуцируемые колебания будут содержать слагаемые с суммой и разностью частот. Поэтому в этом случае помимо кратных гармоник, генерируется излучение, спектр которого содержит **суммы и разности частот** исходного свет пучка.



Начало

Содержание



Страница 142 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть



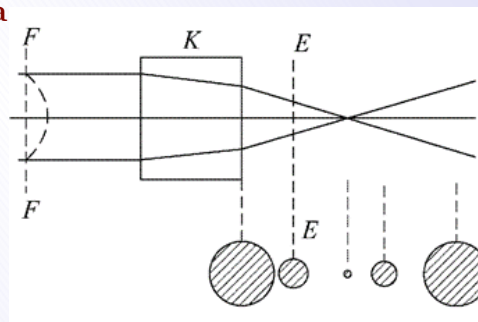
При падении интенсивности излучения на границу раздела двух сред в **отраженном** свете также наблюдаются волны с кратными, разностными и суммарными частотами. Направление отраженного луча частоты  $2\omega$  не совпадает с направлением отраженного луча частоты  $\omega$ . Оно определяется соотношением, аналогичным закону преломления, где стоят показатели преломления первой среды для частот  $\omega$  и  $2\omega$ .

В нелинейных анизотропных кристаллах возможно явления **параметрического усиления** света. Если в нем распространяются три волны, удовлетворяющие условиям  $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ ,  $\mathbf{k}_3 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$  (7), при чем  $I_3 \gg I_1 + I_2$ , то происходит усиление первых двух волн за счет ослабления третьей. В рамках квантовых представлений процесс передачи энергии волны трём волнам 1, 2 интерпретируется как «распад» фотона на два фотона, причем соотношения (7) выражают закон сохранения энергии, и импульса.

Такой распад фотона в нелинейных кристаллах возможен и без исходного наличия волн 1-2 для частот, для которых выполняются условия (7). Это явление называют **параметрической генерацией света**

**Самофокусировка света.** Если интенсивность в поперечном сечении пучка неравномерна, то и показатель преломления в нелинейной среде не будет постоянной величиной, что эквивалентно неоднородности среды. В неоднородной же среде лучи не прямолинейны и отклоняются в ту сторону, где показатель преломления  $n$  больше.

На рис. приведена схема опыта. Параллельный пучок света падает на слой  $K$  вещества. Штриховая дуга слева от  $K$  изображает распределение интенсивности в поперечном сечении  $FF$  пучка. Справа от слоя, на экране  $EE$ , регистрируется изменение размеров светового пятна.



Начало

Содержание



Страница 143 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

Таким образом, параллельный пучок света превращается в сходящийся. Описанное явление получило название **самофокусировки**.

Если  $n$  уменьшается с увеличением интенсивности, то лучи отклоняются от оси и происходит **саморасфокусировка** пучка.

*Солитоны, разобравшись в параметрическом усилении – обязательно ли там условие синхронизации для волновых векторов*



[Начало](#)

[Содержание](#)



Страница 144 из 274

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закрыть](#)

## Глава 11. Оптические явления в природе

### §11.1 Оптические явления в природе. Рефракция света. Миражи. Радуга. Венцы. Гало. Мерцание.

**Рефракция** света в атмосфере [позднелат. refractio — преломление, от лат. refractus — преломленный (refringo — ломаю, преломляю)], атмосферно-оптическое явление, вызываемое преломлением световых лучей в атмосфере и проявляющееся в кажущемся смещении удалённых объектов, а иногда и в кажущемся изменении их формы. С данным явлением мы сталкиваемся постоянно, например, когда опускаем трубочку в стакан с водой, то кажется, как будто она поменяет свой наклон и изменился её диаметр.

Некоторые частные проявления рефракции, как, например, сплюснутая форма дисков Солнца и Луны у горизонта, мерцание звёзд, дрожание далёких земных предметов в жаркий день, были замечены уже в древности. **Птолемию** (2 в. н. э.) был известен также и основной эффект рефракции, состоящий в том, что небесные светила видны несколько выше их действительного положений. Первую таблицу рефракции составил **Тихо Браге** в 16 в.; попытки построить теорию рефракции предпринимались **И. Кеплером** (1604), но лишь **Ньютон** в 1694 разработал строгую теорию рефракции

Вследствие того, что атмосфера является средой оптически неоднородной, лучи света распространяются в ней не прямолинейно, а по некоторой кривой линии. Наблюдатель видит, таким образом, объекты не в направлении их действительного положения, а вдоль касательной к траектории луча в точке наблюдения. Различают астрономическую рефракцию — явление преломления лучей, идущих от небесного светила к наблюдателю, и геодезическую (земную) рефракцию — явление преломления лучей, идущих от предметов, находящихся в атмосфере (см. **Рефракция** геодезическая).



Начало

Содержание



Страница 145 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

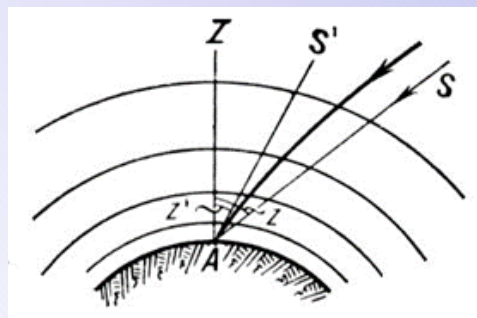
В случае астрономической рефракции, когда луч, идущий от светила, проходит через всю толщу атмосферы, в которой плотность воздуха, а вместе с ней и показатель преломления в общем увеличивается на пути луча, его траектория всегда обращена выпуклостью к зениту (см. рис.) ; касательная  $AS'$  к ней проходит выше направления  $AS$  к действительному месту светила. Разность между истинным  $z$  и измененным рефракцией  $z'$  зенитными расстояниями называется углом рефракции  $r$ , или просто рефракцией. Рефракция равна нулю в зените и возрастает с увеличением зенитного расстояния. Простейшая теория, в которой не учитывается кривизна слоев атмосферы равной плотности, приводит к формуле:

$$r = 60,2'' \frac{B}{760} \frac{273}{273 + t} \operatorname{tg} z$$

где коэффициент  $60,2''$  называется постоянной рефракции;  $B$  — атмосферное давление (в  $mm$  ртутного столба),  $t$  — температура воздуха ( $^{\circ}C$ ). Формулой можно пользоваться для светил с  $z < 70^{\circ}$ .

При достаточно резком изменении показателя преломления может возникнуть **мираж**, обусловленный полным внутренним отражением лучей.

**Мираж** — это явление, возникающее в результате атмосферного отклонения света от прямолинейного распространения, вследствие чего предмет виден в неправильном направлении или искажен. Если показатель преломления убывает с высотой, то луч, исходящий от какого-то предмета на поверхности Земли, испытает полное внутреннее отражение на некоторой высоте, и наблюдателю будет казаться, что предмет находится наверху — это так называемый **верхний мираж** (рис. а). Если показатель преломления возрастает с высотой, то может возникнуть **нижний мираж**: изображение появится внизу и в перевернутом виде (рис. б).



[Начало](#)

[Содержание](#)



Страница 146 из 274

[Назад](#)

[На весь экран](#)

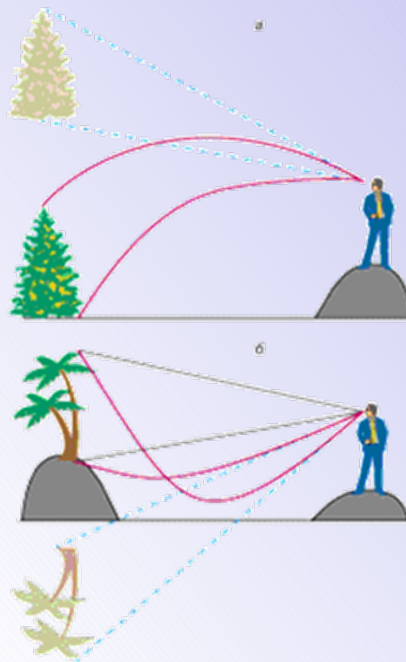
[Закрыть](#)

**Нижние миражи** возникают над сильно нагретой поверхностью. **Верхние миражи** возникают, наоборот, над сильно охлажденной поверхностью, например, над холодной водой. Если нижние миражи наблюдают, как правило, в пустынях и степях, то верхние – в северных широтах.

Нижние миражи весьма обычны, например, вода, наблюдаемая на песке в пустыне. В соответствии с законом преломления световые лучи вблизи поверхности Земли будут в данном случае изгибаться так, чтобы их траектория была обращена выпуклостью вниз. Испытав такое искривление, световой луч от некоторого участка голубого неба попадет в глаз наблюдателя. А это означает, что наблюдатель увидит соответствующий участок небосвода не над линией горизонта, а ниже ее. Ему будет казаться, что он видит воду, хотя на самом деле перед ним изображение голубого неба. Если представить себе, что у линии горизонта находятся холмы, пальмы или иные объекты, то вследствие искривления лучей наблюдатель увидит и их перевернутыми, и воспримет как отражения соответствующих объектов в несуществующей воде.

**Нижний мираж** – это явление довольно однообразное: всегда только перевернутое сплющенное изображение ниже реального объекта. Как физическое явление, нижний мираж всегда одинаков по структуре и достаточно прост для понимания.

Даже в наших не слишком жарких условиях можно наблюдать нижний мираж: блестящие пятна на нагретом асфальте, производящие впечатление воды, которая



[Начало](#)

[Содержание](#)



Страница 147 из 274

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закрыть](#)

постоянно отступает при приближении человека. Это такое же явление, как и мираж оазиса в пустыне. Мы видим участок голубого неба, лучи от которого в результате искривления попадают к нам в глаз.

**Верхний мираж** может давать как прямое, так и перевернутое изображение. Показанное на (рис. а) прямое изображение возникает, когда показатель преломления воздуха уменьшается с высотой относительно медленно. При быстром уменьшении показателя преломления образуется перевернутое изображение. Рисунок с парусником - на фоне парусника виден верхний мираж.

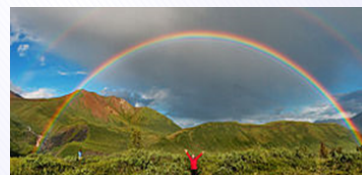


Более сложный вид миража называется Фата-Моргана. Фата-Моргана возникает, когда в нижних слоях атмосферы образуется несколько чередующихся слоев воздуха различной плотности, способных давать зеркальные отражения. В результате отражения и преломления лучей реально существующие предметы дают на горизонте или над ним по несколько искаженных изображений, частично накладывающихся друг на друга и быстро меняющихся во времени, что и создает причудливую картину **Фата-Моргана**.

Явление верхнего миража используется при создании сверхдальней лазерной связи. Отражение лазерного луча от верхних слоев атмосферы позволяет осуществить прямую связь на расстояниях более 300 км.

**Радуга** — **атмосферное, оптическое и метеорологическое** явление, наблюдаемое при освещении ярким источником света (в природе Солнцем или Луной — см. **лунная радуга**) множества водяных капель (**дождя** или **тумана**).

Радуга выглядит как разноцветная **дуга** или **окружность**, составленная из **цветов спектра видимого излучения** (от внешнего края: **красный, оранжевый, жёлтый, зелёный, голубой, синий, фиолетовый**). Это те



[Начало](#)

[Содержание](#)



[Страница 148 из 274](#)

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закрыть](#)

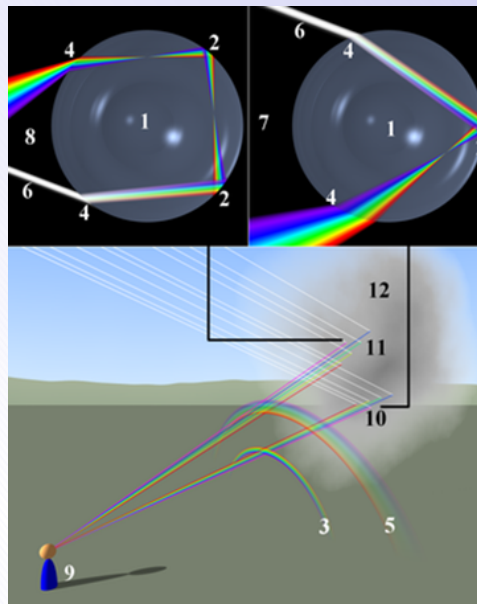
семь цветов, которые принято выделять в радуге в **русской культуре** (возможно, вслед за Ньютоном, см. ниже), но следует иметь в виду, что на самом деле спектр непрерывен, и его цвета плавно переходят друг в друга через множество промежуточных **оттенков**. Приблизиться к радуге, как и к **горизонту**, нельзя.

Радуга возникает из-а того, что солнечный свет **преломляется** и **отражается** капельками воды (**дождя** или **тумана**), парящими в **атмосфере**. Эти капельки по-разному отклоняют свет разных **цветов** (**показатель преломления** воды для более длинноволнового (красного) света меньше, чем для коротковолнового (фиолетового), поэтому слабее всего отклоняется красный свет — на  $137^{\circ}30'$ , а сильнее всего фиолетовый — на  $139^{\circ}20'$ ). В результате **белый** свет разлагается в **спектр**. Наблюдатель, который стоит спиной к источнику света, видит разноцветное свечение, которое исходит из пространства по концентрическим окружностям (дугам).

Первичная — самая яркая, она уносит из капли большую часть света. В природе радуги порядка, большего чем второй, обычно не удаётся увидеть, так как они очень слабы.

### Схема образования радуги:

1. сферическая **капля**,
2. внутреннее **отражение**,
3. первичная радуга,
4. **преломление**,
5. вторичная радуга,



[Начало](#)

[Содержание](#)



Страница 149 из 274

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Заккрыть](#)

6. входящий луч света,
7. ход лучей при формировании первичной радуги,
8. ход лучей при формировании вторичной радуги,
9. наблюдатель,
10. область формирования первичной радуги,
11. область формирования вторичной радуги,
12. облако капелек.

Чаще всего наблюдается **первичная радуга**, при которой свет претерпевает *одно* внутреннее отражение. Ход лучей показан на рисунке схемы.

В первичной радуге **красный цвет** находится *снаружи* дуги, её угловой **радиус** составляет  $40\text{--}42^\circ$ .

Иногда можно увидеть ещё одну, менее яркую радугу вокруг первой. Это **вторичная радуга**, которая образована светом, отражённым в каплях *два раза*. Во вторичной радуге «перевернутый» порядок цветов — *снаружи* находится **фиолетовый**, а внутри **красный**. Угловой радиус вторичной радуги  $50\text{--}53^\circ$ . Небо между двумя радугами обычно заметно более тёмное, эту область называют **полосой Александра**.

Появление радуги третьего порядка в естественных условиях случается чрезвычайно редко. Считается, что за последние 250 лет было только пять научных сообщений о наблюдении данного феномена. В то же время благодаря применению специальных методов фотосъёмки и последующей **обработки полученных фотографий** удаётся зарегистрировать радуги четвёртого, пятого и даже, как предполагается, седьмого порядков.



*Первична и вторична радуги  
с полосой Александра между ними*



Начало

Содержание



Страница 150 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

Если радугу видел каждый из нас, то явление **гало**, пожалуй, нет. Это оптическое явление бывает довольно редко.

**Гало** (от др.-греч. «круг, диск»); также **аура**, **нимб**, **ореол** — группа **атмосферных оптических явлений**, характеризующаяся возникновением вторичного свечения вокруг источника **света**, как правило, имеющее форму круга, кольца, дуги, светового столба или «алмазной пыли».

Это явление заключается в том, что на небе наблюдают, кроме истинного светила — Солнца или Луны, — так называемые ложные. В давние времена появление светящихся колец, крестов или нескольких солнц или лун люди воспринимали исключительно как зловещее знамение.

Вообще гало могут выглядеть по-разному — светящиеся кольца, столбы, кресты, «ложные светила», само слово «гало» происходит от греческого halos — «круг».

Причиной появления гало является преломление света в ледяных кристалликах и отражения от их граней. Преломление приводит к появлению слегка окрашенных элементов гало; отражение дает белые элементы гало: их цвет совпадает с цветом светила (Солнца или Луны).

Своей чрезвычайной симметрией гало обязано правильной форме ледяных кристалликов. При этом значительную роль играет упорядоченная ориентация этих кристалликов в пространстве.

**Венцы**, **венец** (пыльцевая корона, от англ. согопа, нимб) — светлые туманные кольца на небесном своде вокруг диска **Солнца** или **Луны**, реже — вокруг ярких звёзд и земных источников света. Появляются при прохождении перед светилом полупрозрачных **облаков** (чаще всего высоко-кучевых) или **тумана**.



[Начало](#)

[Содержание](#)



[Страница 151 из 274](#)

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закрыть](#)

Это явление очень похоже на **Гало** (а точнее, является одним из его видов). Разница заключается в способе образования и внешнем виде. Так, если Гало представляет собой лишь некое кольцо света, то Венец образует вокруг светила целую туманную светящуюся область и отличаются от **гало** меньшим радиусом колец (не более  $5^\circ$ ).



Венцы объясняются **дифракционным** рассеянием лучей светила на водяных каплях, образующих облако или туман. По наблюдаемым угловым радиусам отдельных колец и разделяющих их тёмных промежутков можно определять поперечники капель в облаках и различать облака, состоящие из водяных и ледяных частиц.

Радиусы колец зависят от длины волны света, поэтому наружный край кольца имеет красноватый цвет.

При наличии в атмосфере капель всевозможных размеров кольца венцов, накладываясь друг на друга, образуют общее белое сияние, ореол, вокруг диска светила.

**Мерцание звёзд** — случайные изменения света **звёзд**, обусловленные, главным образом, **турбулентностью атмосферы** — аномальной **атмосферной рефракцией**.

**Амплитуда** изменений блеска во время мерцания очень зависит от состояния атмосферы и увеличивается с ростом зенитного расстояния. Вблизи горизонта изменения блеска могут достигать одной **звездной величины**, иногда и больше.

Также вблизи **горизонта** типичным является **цветное мерцание**, то есть изменение цвета звезды, для ярких звезд заметно даже невооруженным глазом. **Частота** мерцания лежит в диапазоне от одного **герца** до сотен герц, но наибольшие амплитуды характерны для узкого диапазона 3—15 Гц.



[Начало](#)

[Содержание](#)



Страница 152 из 274

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закрыть](#)

Во время телескопических наблюдений с большими объективами эффект сглаживается, но остается существенным препятствием для точных астрометрических наблюдений.

Следует заметить, что мерцание касается именно звёзд. Планеты не склонны к мерцанию. Это обусловлено тем, что угловой размер планетных дисков хоть и не различается невооруженным глазом, однако он намного больше, чем у отдаленных звёзд: последние выглядят как точки даже в самых мощных астрономических инструментах. Поэтому когда яркость одних частей планетного диска усиливается мерцанием, яркость других слабеет, и общий блеск планеты остается почти постоянным.



[Начало](#)

[Содержание](#)



Страница 153 из 274

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закреть](#)

# Практические занятия по оптике

## Тема: ПЛОСКИЕ МОНОХРОМАТИЧЕСКИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ

### Вопросы

1. Уравнение волны. Волновое уравнение. Волновое уравнение для векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{B}$ . Уравнение плоской монохроматической электромагнитной волны. Что легло в основу предположения о том, что свет – электромагнитные волны? «Портрет» световой волны. Связь между  $\vec{E}$  и  $\vec{B}$ . Поляризация плоских волн.

2. Плотность потока энергии, переносимой электромагнитной волной, вектор Пойнтинга. Интенсивность света. Что заставило ввести понятие интенсивности света?

1.1 Найдите фазовую скорость бегущей волны  $y = a \cdot \sin(Ax - Bt)$ .

1.2 Чему равна скорость волны, представляющей собой решение уравнения  $A \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = B \frac{\partial^2 y}{\partial x^2}$ ?

1.3 По струне бежит волна  $y = A \cdot \cos(at - bx)$ . Найдите выражения для  $a$  и  $b$  через длину волны  $\lambda$  и частоту  $\nu$ .

1.4 Составить уравнение плоской монохроматической волны с частотой  $\omega$  и длиной волны  $\lambda$ , нормаль к фронту которой параллельна единичному вектору  $\mathbf{n}=(a,b,c)$ .

1.5 Оцените амплитуды напряженностей электрического и магнитного полей солнечного излучения вблизи земной поверхности, если величина солнечной постоянной составляет  $8,21 \text{ Дж/мин}\cdot\text{см}^2$ . **Ответ**

1.6 В вакууме распространяется плоская электромагнитная волна  $\vec{E} = \vec{e}_y E_m \cos(\omega t - kx)$ , где  $\vec{e}_y$  - орт оси  $y$ ,  $E_m=160 \text{ В/м}$ ,  $k = 0,51 \text{ м}^{-1}$ . Найти вектор в точке с координатой  $x = 7,7 \text{ м}$  в момент  $t = 33 \text{ нс}$ . **Ответ**



Начало

Содержание



Страница 154 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

1.7 Доказать, что для точечного источника лучистый поток не зависит от расстояния до источника. Оценить амплитуду напряженности электрического поля солнечного излучения вблизи поверхности Венеры. **Указание:** см. выражение для сферической волны. Поглощение и отражение света атмосферой Венеры не учитывать. Воспользоваться результатом задачи 5. (1,4 кВ/м)

1.8 Составить уравнение плоской волны с периодом  $T$  и скоростью  $v$ , фронт которой распространяется вдоль линии, составляющей углы  $\alpha, \beta, \gamma$  с осями координат. **(на зачет)**

1.9 Электромагнитная волна частоты 3,0 МГц переходит из вакуума в диэлектрик проницаемости 4,0. Найти изменение ее длины волны. **Ответ**

1.10 В вакууме распространяется плоская электромагнитная волна, амплитуда электрической составляющей которой 50 мВ/м. Найти среднее за период колебания значение плотности импульса **Ответ**



Начало

Содержание



Страница 155 из 274

Назад

На весь экран

Закреть

## Тема: ФОТОМЕТРИЯ

### Вопросы

Лучистый поток. Приемники излучения, их фотометрические особенности. Световой поток, сила света, единицы измерения. Кривая относительной видности глаза, энергетический эквивалент света. Освещенность, единица измерения. Основной закон фотометрии.

2.1 Найти с помощью кривой относительной видности глаза (см. в приложениях) а) лучистый поток, соответствующий световому потоку в 2 лм, с длиной волны 500 нм и 700 нм. б) световой поток, приходящийся на интервал длин волн от 580 до 630 нм, если соответствующий лучистый поток  $F = 5$  мВт, причем последний распределен равномерно по всем длинам волн этого интервала. Считать, что в данном спектральном интервале функция  $V(\lambda)$  зависит линейно от длины волны.

### Ответ

2.2 Найти с помощью кривой относительной видности глаза поток энергии, соответствующий световому потоку 1,0 лм и длиной волны 0,51 и 0,64 мкм (Ответ: 2,91 мВт и 8,37 мВт) **(на зачет)**

2.3 Точечный изотропный источник испускает световой поток  $\Phi = 10$  лм с  $\lambda = 600$  нм. Найти амплитудное значение напряженности электрического поля на расстоянии 3 м от источника. **Ответ**

2.4 Телесный угол, равный 0,75 ср, вырезает на поверхности шара площадь 468 см<sup>2</sup>. Определить радиус шара.

2.5 Определить среднюю силу света светодиодной лампы, если ее световая эффективность 90 лм/Вт, а мощность 5 Вт. **Ответ**

2.6 Слева от фотометра на расстоянии 20 см поставлена лампа силой света 50 кд, а справа – испытуемая лампа. Освещенность обоих полей фотометра оказалась одинаковой, когда испытуемая лампа находилась на расстоянии 60 см от фотометра. Определить силу света этой лампы. **Ответ**



Начало

Содержание



Страница 156 из 274

Назад

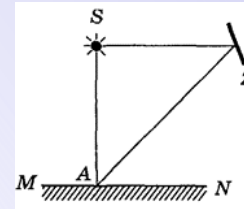
На весь экран

Закрыть

2.7 Если приблизиться к точечному источнику света на 100 м, то освещенность возрастет в 1,5 раза. На каком расстоянии от него первоначально находился наблюдатель? **(на зачет) Ответ**

2.8 Над горизонтальной поверхностью MN помещены на высоте 2 м и на расстоянии 1 м друг от друга два изотропных источника света, дающие световые потоки по 300 лм каждый. Определите освещенность на поверхности MN в точках под источниками света. **Ответ**

2.9 Точечный источник света S освещает поверхность. Как изменится освещенность в точке A, лежащей на поверхности под источником, если сбоку S на таком же расстоянии, что и освещаемая поверхность, поместить плоское зеркальце, отражающее лучи в окрестность т. A? Коэффициент отражения зеркала равен единице. **Ответ**



2.10 На высоте 1 м над центром круглого стола радиуса 0,5 м подвешен точечный источник, сила света которого так зависит от направления, что освещенность всех точек стола оказывается равномерной. Найти вид функции  $I(\theta)$ , где  $\theta$  - угол между направлением излучения и вертикалью, а также световой поток, падающий на стол, если  $I(0)=100\text{кд}$ . **Ответ**

2.11 На столе лежит почтовая марка на расстоянии 1 м от основания перпендикуляра, опущенного из лампы на плоскость стола. Лампа может перемещаться только вверх и вниз. На какой высоте над столом следует ее подвесить, чтобы освещенность марки была наибольшей? Лампу считать точечным изотропным источником. **Ответ**



Начало

Содержание



Страница 157 из 274

Назад

На весь экран

Закреть

## Тема: ФОТОМЕТРИЯ

### Вопросы

Светимость, яркость источников, единицы измерения. Ламбертовы источники света.

3.1 Найти светимость поверхности, яркость которой зависит от направления как  $B = B_0 \cos \theta$ , где  $\theta$  — угол между направлением излучения и нормалью к поверхности. **Ответ**

3.2 Спираль электрической лампочки с силой света 100 кд заключена в матовую сферическую колбу диаметром 10 см. Найти светимость и яркость такого источника. Потерями света в оболочке колбы пренебречь. **Ответ**

3.3 Какая получится освещенность площадки, если источником света служит бесконечная плоскость, параллельная этой площадке, причем поверхностная яркость источника всюду одинакова и не зависит от направления? **Ответ**

3.4 В фотометрической практике считается, что закон обратных квадратов можно применять, если расстояние фотометра от измеряемого источника не меньше пятикратного размера последнего. Показать для случая круглого равномерно светящегося диска (ламбертов источник) радиуса  $r$ , что на расстоянии  $10 r$  от его центра освещенность на перпендикулярно расположенной площадке, вычисленная из закона обратных квадратов, получается с погрешностью 1%.

3.5 Над столом находится светильник - плоский горизонтальный диск радиуса 25 см. Расстояние от него до поверхности стола 75 см. Освещенность стола под центром светильника 70 лк. Найти светимость этого источника, считая его ламбертовским. На сколько процентов будет отличаться результат, если пользоваться законом обратных квадратов? **(на зачет) Ответ**

3.6 Сквозь отверстие в ставне в комнату попадает пучок солнечных лучей, образующих зайчик на листе бумаги, лежащей на полу. Площадь зайчика 80 см<sup>2</sup>, его освещенность  $E' = 10^4$  лк, коэффициент отражения бумаги  $\rho = 0,6$ . Какова освещенность: а) потолка комнаты над листом бумаги, если высота комнаты 4 м?



Начало

Содержание



Страница 158 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

б) стены на высоте 2м от пола? Стена отстоит на 3м от зайчика и расположена перпендикулярно к плоскости падения луча. **Ответ**

3.7 Луч проектора освещает центр потолка круглой комнаты радиуса 2,0 м. При этом на потолке образуется небольшой зайчик площадью  $S = 40 \text{ см}^2$ . Освещенность зайчика  $E = 1000 \text{ лк}$ . Коэффициент отражения потолка 0,80. Найти наибольшую освещенность стены, создаваемую светом, отраженным от потолка. Считать, что отражение происходит по закону Ламберта. **Ответ**

3.8 Светящаяся часть люминесцентной лампы мощностью 15 Вт имеет форму цилиндра длиной 42 см и диаметром 2,24 см. Яркость ее  $5 \cdot 10^3 \text{ кд/м}^2$ . Определить ее световой КПД (отношение светового потока к максимально теоретически возможному при данной мощности излучения). Считать, что вся потребляемая мощность излучается в виде электромагнитного излучения. **Ответ**

3.9 Какова яркость волоска электрической лампы, если излучаемый световой поток равен 400 лм, длина волоска 60 см и диаметр его 0,04 мм? Считать, что волосок излучает по закону Ламберта. **(на зачет) Ответ**



Начало

Содержание



Страница 159 из 274

Назад

На весь экран

Заккрыть

## Тема: ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ (ЛУЧЕВАЯ) ОПТИКА. ЗАКОНЫ ОТРАЖЕНИЯ И ПРЕЛОМЛЕНИЯ СВЕТА. ПРИЗМЫ

### Вопросы

Распространение световых волн как распространение световых лучей. Законы, которым подчиняются световые лучи, их приближенный характер. Геометрическая оптика как предельный случай волновой. Отражение и преломление света на плоской границе раздела двух сред. Полное внутренне отражение. Световоды. Угол отклонения луча в призме. Его связь с преломляющим углом. Принцип Ферма.

**Указание.** Если в задаче не указано, считать показатель преломления воды равным  $4/3$ .

4.1 Если свет от Солнца падает на экран через достаточно малое (но не слишком малое) отверстие, то на экране получается изображение Солнца (светлый диск, а во время затмения светлый серп) независимо от формы отверстия. Если отверстие велико, то получается изображение отверстия. Расстояние от отверстия до экрана  $0,5$  м. Оценить размер отверстия  $D$ , при котором реализуется первый случай. Дифракцию не учитывать. **Ответ**

4.2 Луч света падает на границу раздела двух сред с относительным показателем преломления  $n$ . Каким должен быть угол падения, чтобы отраженный луч был перпендикулярен к преломленному?

4.3 На какой высоте над горизонтом пловец, нырнувший в воду, видит заходящее Солнце? **(на зачет) Ответ**

4.4 Луч света выходит из скипидара в воздух. Предельный угол полного внутреннего отражения для этого луча  $42^{\circ}23'$ . Чему равна скорость распространения света в скипидаре? **Ответ**

4.5 На дно сосуда, наполненного водой до высоты  $10,0$  см, помещен точечный источник света. На поверхности воды плавает круглая непрозрачная пластинка таким образом, что ее центр находится над источником света. Какой наименьший



Начало

Содержание



Страница 160 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

радиус должна иметь эта пластинка, чтобы ни один луч не мог выйти через поверхность воды? **Ответ**

4.6 Получить из принципа Ферма закон отражения света.

4.7 Два зеркала наклонены друг к другу и образуют двугранный угол  $\alpha$ . На них падает луч, лежащий в плоскости, перпендикулярной ребру угла. Показать, что угол  $\gamma$  отклонения этого луча от первоначального направления после отражения от обоих зеркал не зависит от угла падения. Вычислить  $\gamma$ .

4.8 Преломляющий угол призмы равен  $10^\circ$ . Монохроматический луч падает на боковую грань под углом  $10^\circ$ . Найти угол отклонения луча от первоначального направления, если показатель преломления материала призмы 1,6. **Ответ**

4.9 Луч света падает на боковую поверхность призмы под таким углом, что выходит из нее перпендикулярно ко второй грани. Показатель преломления материала призмы 1,37, преломляющий угол призмы  $45^\circ$ . Найти отклонение луча от первоначального направления. **(на зачет) Ответ**



Начало

Содержание



Страница 161 из 274

Назад

На весь экран

Закреть

## Тема: ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ (ЛУЧЕВАЯ) ОПТИКА. СФЕРИЧЕСКИЕ ЗЕРКАЛА.

### Вопросы

1. Сtigматическое изображение. Параксиальная оптика. Правила построения изображений в зеркалах (графический метод). Правило знаков.
2. Формула сферического зеркала. Зависимость характеристик изображений (действительное-мнимое, увеличенное-уменьшенное, прямое-обратное) от параметров схемы получения изображений (анализ с помощью формулы зеркала).

5.1 Объяснить, почему в лунную ночь на поверхности моря видна лунная дорожка, а не изображение лунного диска.

5.2 Какова должна быть форма отражающей поверхности, чтобы параллельный пучок света любой ширины собирался всей поверхностью в одну точку? **Указание:** для решения можно воспользоваться принципом Ферма.

5.3 Радиус кривизны выпуклого зеркала равен 50 см. Предмет высотой 15 см находится на расстоянии 1 м от зеркала. Определить расстояние от зеркала до изображения и его высоту. Построить чертеж. **Ответ**

5.4 Радиус кривизны вогнутого зеркала 20 см. На расстоянии 30 см от зеркала поставлен предмет высотой 2 см. Найти положение и высоту изображения. Построить чертеж. **(на зачет) Ответ**

5.5 Волосок маленькой электрической лампочки находится на расстоянии 24 см от вершины вогнутого зеркала с фокусным расстоянием 20 см. Где надо поставить экран, покрытый белой бумагой, чтобы получить на нем четкое изображение накаленного волоска? Какова яркость этого изображения при следующих условиях: лампочка дает световой поток в 10 лм, зеркало отражает 0,2 этого потока, коэффициент отражения бумаги 0,8, волосок имеет длину 2 см и диаметр 0,1 мм?

**Ответ**



Начало

Содержание



Страница 162 из 274

Назад

На весь экран

Заккрыть

5.6 Где будет находиться и какой размер будет иметь изображение Солнца, получаемое в рефлекторе, радиус кривизны которого 12 м? **Ответ**

5.7 Точечный источник света расположен на расстоянии 60 см от горизонтальной поверхности. Как изменится ее освещенность у основания перпендикуляра, опущенного из источника на поверхность, если над источником на расстоянии 20 см от него поместить вогнутое зеркало (ось зеркала совпадает с продолжением перпендикуляра), радиус кривизны которого 40 см. Коэффициент отражения от зеркала считать равным единице **Ответ**



*Начало*

*Содержание*



*Страница 163 из 274*

*Назад*

*На весь экран*

*Закреть*

## Тема: ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИКА. ЛИНЗЫ.

### Вопросы

Получение стигматического изображения на сферической границе раздела двух сред. Оптическая сила, фокусное расстояние сферической границы раздела. Центрированные оптические системы. Принцип таутохронизма. Тонкие линзы. Формула тонкой линзы. Поперечное и продольное увеличение. Построение изображений в тонких линзах. Анализ характеристик изображений в тонких линзах с помощью формулы тонкой линзы.

Указание: если показатель преломления воды и стекла не даны в задаче, считать  $n_{cm} = 1,5$ ,  $n_e = 4/3$ .

6.1 На тонкостенную сферическую колбу, наполненную жидкостью, падает параллельный пучок света, диаметр сечения которого значительно меньше диаметра колбы. На противоположной стороне колбы пучок света освещает кружок, диаметр которого в 2 раза меньше диаметра пучка, падающего на колбу. Определить показатель преломления жидкости в колбе. **Ответ**

6.2 Человек смотрит вертикально вниз на бассейн глубиной 4 метра. Какой ему кажется глубина бассейна? Решить с помощью теории сферической границы раздела сред. **Ответ**

6.3 Найти фокусное расстояние следующих линз (для радиусов кривизны приведены абсолютные значения): 1) линза двояковыпуклая  $R_1 = 15,0$  см и  $R_2 = 25,0$  см; 2) линза плоско-выпуклая  $R_1 = 15$  см; 3) линза выпукло-вогнутая (положительный мениск)  $R_1 = 15$  см и  $R_2 = 25$  см; 4) линза двояковогнутая  $R_1 = 15$  см и  $R_2 = 25$  см; 5) линза плоско-вогнутая  $R_2 = 15$  см; 6) линза выпукло-вогнутая (отрицательный мениск)  $R_1 = 25$  см и  $R_2 = 15$  см. Показатель преломления материала линзы 1,50. Линзы расположены в воздухе. **Ответ**

6.4 Каково фокусное расстояние тонкой двояковыпуклой линзы, сделанной из стекла ( $n=1.5$ ), если радиусы кривизны ее поверхностей одинаковы и равны 13 см? **(на зачет) Ответ**



Начало

Содержание



Страница 164 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

6.5 Тонкая стеклянная линза в воздухе имеет оптическую силу  $+5$  дптр. Та же линза, погруженная в жидкость, действует как линза с оптической силой  $-1$  дптр. Определить показатель преломления жидкости. **Ответ**

6.6 Источник света находится на расстоянии  $d = 90$  см от экрана. Тонкая собирающая линза, помещенная между источником света и экраном, дает четкое изображение источника при двух положениях. Определить фокусное расстояние линзы, если а) расстояние между обоими положениями линзы  $l = 30$  см; б) поперечные размеры изображения при одном положении линзы в 4 раза больше, чем при другом. **Ответ**

6.7 Лучи Солнца освещают бумагу. Как изменится освещенность бумаги, если на ней при помощи тонкой линзы с оптической силой  $4$  дптр и с диаметром отверстия  $6$  см получить изображение Солнца? Освещенность, создаваемую небом, не учитывать. **Ответ**

6.8 Солнечные лучи, падая нормально на экран, дают освещенность  $10^5$  лк. Перед экраном помещают: а) тонкую линзу с оптической силой  $+5$  дптр на расстоянии  $120$  см; б) линзу с оптической силой  $-2$  дптр на расстоянии  $20$  см. Определить в обоих случаях среднюю освещенность экрана в тени от линзы и в светлом кольце вокруг тени. Освещенность, создаваемую небом, не учитывать. **Ответ**

6.9 Плоско-выпуклая линза с радиусом кривизны  $30$  см и показателем преломления  $1,5$  дает изображение предмета с увеличением, равным по модулю  $2$ . Найти расстояние предмета и изображения от линзы. Рассмотреть случаи, когда изображение действительное и когда изображение мнимое. Построить чертеж. **Ответ**

6.10 Предмет находится на тройном фокусном расстоянии от тонкой собирающей линзы. Найти его поперечное и продольное увеличение: **Ответ**

6.11 На рисунке показаны положения оптической оси тонкой линзы, светящейся точки  $S$  и ее изображения  $S'$ . Найти построением положения центра линзы и ее фокусов



Начало

Содержание



Страница 165 из 274

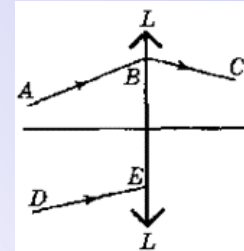
Назад

На весь экран

Закрыть

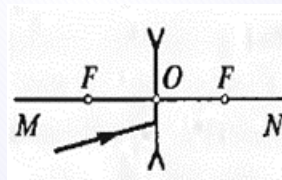


6.12 На рисунке показаны положения оптической оси тонкой линзы и ход проходящего сквозь нее луча ABC. Найдите построением ход произвольного луча DE за линзой.



6.13 На тонкую линзу падает луч света. Найти построением ход луча после преломления его линзой:

6.14 Решить задачу 13, заменив рассеивающую линзу собирающей. **(на зачет)**



Начало

Содержание



Страница 166 из 274

Назад

На весь экран

Закреть

## Тема: ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИКА. ОПТИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ

### Вопросы

1. Центрированные системы. Кардинальные точки и плоскости центрированных систем. Инвариант Лагранжа-Гельмгольца. Сложение центрированных систем. Толстые линзы.
2. Аберрации оптических систем, методы их ослабления. Освещенность оптических изображений.
3. Глаз как оптическая система. Приборы, вооружающие глаз: лупа, микроскоп, телескоп. Угловое увеличение. Проекционные приборы. Глубина резко изображаемого пространства. Фотоаппарат.

7.1 Тонкая плосковогнутая стеклянная линза опущена в воду в горизонтальном положении вогнутой поверхностью вниз так, что пространство под ней заполнено воздухом. Радиус кривизны вогнутой поверхности равен 15 см. Каково фокусное расстояние такой системы? **Ответ**

7.2 Вогнутое сферическое зеркало диаметром отверстия 40 см имеет радиус кривизны 60 см. Найти продольную сферическую аберрацию краевых лучей, параллельных главной оси. **Ответ**

7.3 Телеобъектив состоит из двух тонких линз - передней собирающей и задней рассеивающей с оптическими силами  $D_1 = +10$  дптр и  $D_2 = -10$  дптр. Найти фокусное расстояние объектива, если расстояние между линзами 4,0 см. **Ответ**

7.4 При какой толщине выпукло-вогнутая толстая стеклянная линза в воздухе будет иметь оптическую силу, равную -1,0 дптр, если радиусы кривизны ее выпуклой и вогнутой поверхностей равны соответственно 10,0 и 7,5 см? **Ответ**

7.5 Рассчитать положение главных плоскостей толстой выпукло-вогнутой стеклянной линзы, если радиус кривизны выпуклой поверхности 7,5 см, вогнутой 10,0 см и толщина линзы 1,5 см. Изобразить положение главных плоскостей графически. **Ответ**



Начало

Содержание



Страница 167 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

7.6 Лупа дает увеличение 2. Вплотную к ней приложили собирательную линзу с оптической силой 20 дптр. Какое увеличение будет давать такая составная лупа? Считать обе линзы тонкими. **Ответ**

7.7 Чему равна оптическая сила и фокусные расстояния телескопической системы?

7.8 Расстояние между двумя тонкими линзами, образующими телескопическую систему, равно 12 см, а видимое увеличение равно 5. Какова будет оптическая сила системы тех же линз, если их сложить вплотную? **Ответ**

7.9 Пределы аккомодации глаза близорукого человека лежат между 16 см и 80 см. В контактных линзах он хорошо видит удаленные предметы. На каком минимальном расстоянии он может держать книгу при чтении в контактных линзах? **Ответ**

7.10 Оптические силы объектива и окуляра микроскопа равны соответственно 100 и 20 дптр. Увеличение микроскопа равно 100. Каково будет увеличение этого микроскопа, если расстояние между объективом и окуляром увеличить на 5 см? **Ответ**

7.11 Микроскоп состоит из объектива с фокусным расстоянием 2 мм и окуляра с фокусным расстоянием 40 мм. Расстояние между фокусами объектива и окуляра 18 см. Найти увеличение, даваемое микроскопом. **(на зачет) Ответ**

7.12 Какое увеличение применяет фотолюбитель, если объектив увеличителя с фокусным расстоянием 5 см удален от плоскости фотобумаги на расстояние 30 см? **(на зачет) Ответ**

7.13 Глубина резко изображаемого пространства при фокусном расстоянии фотоаппарата 70 мм и диафрагменном числе 4 равна 4 м. Какова будет глубина резкости при фокусном расстоянии 300 мм и диафрагменном числе 5,6 при прочих равных условиях? **Ответ**

7.14 Фотограф снимает человека в белой одежде. Какова освещенность изображения на фотопластинке, если освещенность человека равна 100 лк, коэффициент отражения белой материи 0,8 (материя отражает, как ламбертов источник), относительное отверстие объектива -  $1/4$ , потери света в объективе составляют 10%. **Ответ**



Начало

Содержание



Страница 168 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

## Тема: ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА

### Вопросы

1. Явление интерференции света. Интерференционная картина. Принцип суперпозиции. Сложение волн. Метод векторных диаграмм. Когерентные волны. Двухлучевая интерференция. Оптическая длина пути. Условия максимумов и минимумов. Порядок интерференции. Интерференционная полоса. Поле интерференции.

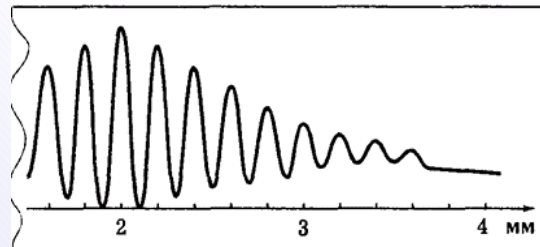
2. Методы осуществления когерентности в оптике. Интерференционные полосы как результат пересечения системы двухполостных гиперboloидов вращения плоскостью экрана.

3. Влияние параметров схемы наблюдения на расстояние между интерференционными полосами. Влияние размеров источников и соотношения интенсивностей когерентных волн на контрастность интерференционной картины.

8.1 На сколько отличаются фазы колебаний в двух точках, отстоящих друг от друга на  $\lambda$ ,  $\lambda/2$ ,  $\lambda/4$  в направлении распространения волны в вакууме? **(на зачет)**

8.2 В опыте Юнга отверстия освещаются монохроматическим светом с длиной волны 600 нм, расстояние между отверстиями 1 мм, расстояние от отверстий до экрана 3 м. Вычислить расстояние между полосами 3-го и 5-го порядков. **(на зачет)**

8.3 Имеется два точечных когерентных источника, расположенных на расстоянии  $l$  друг от друга, излучающих монохроматический свет с длиной волны  $\lambda$ . На расстоянии  $L$  от них перпендикулярно осевой линии расположен экран ( $L \gg l$ ). На сколько полос и в какую сторону сместится интерференционная картина на экране, если один из источников передвинуть параллельно оси на расстояние  $\Delta$ ? ( $\Delta \ll l$ ).



Начало

Содержание



Страница 169 из 274

Назад

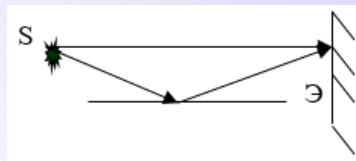
На весь экран

Заккрыть

8.4 На рисунке показана часть симметричного распределения интенсивности в интерференционной картине, получаемой с помощью схемы Юнга. Длина волны света 500 нм. Найдите расстояние между щелями, если расстояние от щелей до экрана 80 см. **Ответ**

8.5 В опыте Юнга за одной из щелей поместили тонкую стеклянную пластинку толщиной  $6 \cdot 10^{-6}$  м, вследствие чего центральная светлая полоса сместилась в положение, первоначально занятое пятой светлой полосой (не считая центральной). Чему равен показатель преломления пластинки, если длина волны света 600 нм? **Ответ**

8.6 В опыте Ллойда световая волна, исходящая непосредственно из источника S (узкая щель), интерферирует с волной, отраженной от зеркала З. В результате на экране Э образуется система интерференционных полос. Расстояние от источника до экрана 100 см. При некотором положении источника ширина интерференционной полосы на экране 0,25 мм, а после того, как источник отодвинули от плоскости зеркала вверх на 0,6 мм, ширина полос уменьшилась в 1,5 раза. Найдите длину волны света. **Ответ**



8.7 Угол между зеркалами Френеля  $\alpha = 5'$ . На них падает свет от щели, находящейся на расстоянии 10 см от линии пересечения зеркал. Длина волны света 600 нм. Отраженный свет дает интерференционную картину на экране, отстоящем на расстоянии 70 см от линии пересечения зеркал. Какова ширина интерференционной полосы на экране? **Ответ**

8.8 Расстояния от бипризмы Френеля до светящейся щели и экрана равны соответственно 25 см и 100 см. Бипризма стеклянная с преломляющим углом  $20'$ . Найдите длину волны света, если ширина интерференционной полосы на экране 0,55 мм. **Ответ**



[Начало](#)

[Содержание](#)



Страница 170 из 274

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закрыть](#)

8.9 Лучи от источника света (накаленная нить) проходят сквозь разрезанную на две половины собирающую линзу (половины отодвинуты друг от друга на расстояние  $d$ , образовавшаяся между ними щель закрыта непрозрачной полоской). Определить расстояние между интерференционными полосами при таких данных: нить находится на расстоянии 20 см от разрезанной линзы, фокусное расстояние линзы 10 см, половинки раздвинуты на расстояние 1 мм, экран находится на расстоянии 1,5 м от линзы, длина волны света 500 нм. **Ответ**

8.10 В опыте Ллойда коэффициент отражения зеркала равен а) 0,04, б) 0,98. Чему равна контрастность наблюдаемой интерференционной картины в обоих случаях? **Ответ**

8.11 Оценить необходимое расстояние между щелями для наблюдения контрастной интерференционной картины, если свет падает на две щели непосредственно от Солнца. В качестве длины волны возьмите ту, которой соответствует максимум кривой относительной видности глаза. **Ответ**



Начало

Содержание



Страница 171 из 274

Назад

На весь экран

Закреть

## Тема: ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА

### Вопросы

1. Степень монохроматичности когерентных волн и контрастность интерференционной картины. Время, длина когерентности. Пространственная когерентность.

2. Число наблюдаемых полос. Интерференция на тонких пленках. Полосы равной толщины и равного наклона. Кольца Ньютона.

9.1 Расстояние между щелями в опыте Юнга 1 мм, расстояние от щелей до экрана 1 м. Отверстия освещаются светом, в состав которого входят длины волн 500 нм и 550 нм. Вычислить положение первой и пятой полос (отсчитывать от нулевой) в каждой интерференционной картине. Как ведет себя расстояние между максимумами разных длин волн в зависимости от порядка интерференции? Вычислить это расстояние. **(на зачет)**

9.2 Отверстия в опыте Юнга освещаются светом со средней длиной волны 500 нм, длина когерентности которого  $50 \cdot 10^{-6}$  м. Сколько примерно интерференционных полос наблюдается на экране? **Ответ**

9.3 По условию задачи 4 занятия 8 оцените длину когерентности используемого света. **Ответ**

9.4 На установке для наблюдения колец Ньютона был измерен в отраженном свете радиус третьего темного кольца. Когда пространство между плоскопараллельной пластиной и линзой заполнили жидкостью, то тот же радиус стало иметь кольцо с номером, на единицу большим. Определить показатель преломления жидкости. **Ответ**

9.5 В установке для наблюдения колец Ньютона в отраженном свете линза сделана подвижной и может перемещаться в направлении, перпендикулярном пластинке. Описать, что будет происходить с кольцами Ньютона при удалении и приближении линзы к пластинке.



Начало

Содержание



Страница 172 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

9.6 Плоскопараллельная стеклянная пластинка лежит на одной из поверхностей двояковыпуклой стеклянной линзы. При наблюдении колец Ньютона в отраженном свете натриевой горелки ( $\lambda=589$  нм) найдено, что радиус темного кольца порядка  $m = 20$  равен 2 мм. Когда пластинка была положена на другую поверхность линзы, радиус темного кольца того же порядка сделался равным 4 мм. Определить фокусное расстояние линзы. **(на зачет) Ответ**

9.7 Плосковыпуклая стеклянная линза с оптической силой 2 дптр выпуклой стороной лежит на стеклянной пластинке. Радиус четвертого темного кольца Ньютона в проходящем свете равен 0,7 мм. Определить длину световой волны. **Ответ**

9.8 Интерференционные полосы равной толщины наблюдаются на воздушном клине между двумя стеклянными пластинками с углом при вершине  $1'$ . Полосы получаются в свете зеленой линии с длиной волны  $5461 \text{ \AA}$  и шириной  $\Delta\lambda = 0,1 \text{ \AA}$ . Определить: а) расстояние между двумя соседними полосами; б) максимальное количество полос, которые можно было бы наблюдать на клине, если бы его размеры не были ограничены; в) расстояние последней наблюдаемой полосы от вершины клина и толщину клина в этом месте. **Ответ**

9.9 Длина когерентности оранжевой линии излучения криптоновой лампы, используемой до 1983 года для эталона метра, 0,8 м. Оцените ширину линии. **Ответ**



Начало

Содержание



Страница 173 из 274

Назад

На весь экран

Заккрыть

## Тема: ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА, ПРАКТИЧЕСКОЕ ПРИМЕНЕНИЕ

Вопросы

Просветление оптики. Интерференционная окраска тонких пленок. Интерференционные светофильтры. Интерферометры, их использование в метрологии. Многолучевая интерференция.

10.1 На стеклянную деталь ( $n=1,5$ ) нанесена тонкая пленка ( $n_{пл}=1,25$ ) толщиной  $3 \cdot 10^{-7}$  м. На нее нормально падает параллельный пучок белого света. Для каких длин волн, лежащих в видимом диапазоне, коэффициент отражения будет минимальным, а для каких максимальным? **Ответ**

10.2 На тонкую пленку ( $n=1,33$ ) падает параллельный пучок белого света. Угол падения  $52^\circ$ . При каких толщинах пленки зеркально отраженный свет будет наиболее сильно окрашен в оранжевый цвет ( $\lambda = 600$  нм)? **Ответ**

10.3 Какую толщину пленки с показателем преломления 1,23 надо нанести на объектив, чтобы наиболее сильно уменьшить отражение зеленых лучей с длиной волны 555 нм? **(на зачет)**

10.4 Определить перемещение зеркала в интерферометре Майкельсона, если интерференционная картина сместилась на 100 полос. Опыт проводился со светом с длиной волны 546 нм. **Ответ**

10.5 В интерферометре Жамена две одинаковые трубки длиной 15 см были заполнены воздухом. Показатель преломления воздуха равен 1,000292. Когда в одной из трубок воздух заменили ацетиленом, то интерференционная картина сместилась на 80 полос. Определить показатель преломления ацетилена, если в интерферометре использовался источник монохроматического света с длиной волны 0,590 мкм. **Ответ**

10.6 В оба пучка света интерферометра Маха-Цендера были помещены цилиндрические трубки длиной 5 см; воздух из трубок был откачан. В одну из



Начало

Содержание



Страница 174 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

трубок был впущен азот, после чего интерференционная картина сместилась на 25,2 полосы. Найти показатель преломления азота. Длина волны света равна 589,3 нм. Изобразить схему интерферометра Маха-Цендера. **(на зачет) Ответ**

10.7 Найти разность длин волн двух компонент желтой линии натрия (средняя длина волны  $5893 \text{ \AA}$ ), если известно, что резкость интерференционной картины, наблюдаемой при двухлучевой интерференции, минимальна у четырехста девяностой, тысяча четырехста семидесятой и т.д., а максимальна у первой, девятьсот восьмидесятой и т.д. Объяснить причину периодического ухудшения и улучшения контрастности. **Ответ**

10.8 Найти для интерферометра Фабри - Перо, толщина которого 2,5 см, максимальный порядок интерференции света с длиной волны 0,50 мкм. **Ответ**

10.9 Оценить количество интерферирующих лучей для стеклянной пластинки Люммера-Герке толщиной 3 мм, длиной 30 см. **Ответ**



Начало

Содержание



Страница 175 из 274

Назад

На весь экран

Заккрыть

## Тема: ДИФРАКЦИЯ СВЕТА. ДИФРАКЦИЯ ФРЕНЕЛЯ.

### Вопросы

1. Определение дифракции света как явления. Задачи, решаемые теорией дифракции. Приближенный характер решения дифракционных задач. Принцип Гюйгенса-Френеля. Упрощения, используемые при решении задач с помощью принципа Гюйгенса-Френеля. Метод зон Френеля. Графический метод вычисления амплитуд. Зонная пластинка.

2. Дифракция Френеля на круглом отверстии и круглом экране. Дифракция на прямолинейном крае полубесконечного экрана. Спираль Корню.

11.1 Точечный источник, излучающий свет с  $\lambda=500$  нм, освещает экран, расположенный на расстоянии 2 м от него. Как изменится освещенность экрана в точке, расположенной у основания перпендикуляра, опущенного из источника на экран, если посередине между источником и экраном поставили непрозрачную ширму с круглым отверстием: а)  $r = 0,5$  мм? б)  $r = 0,35$  мм?

11.2 Плоская световая волна ( $\lambda = 0,5$  мкм) падает нормально на диафрагму с круглым отверстием. На расстоянии 50 м от диафрагмы находится экран. При каком диаметре отверстия центр дифракционной картины на экране будет а) наиболее темным? б) наиболее светлым? **Ответ**

11.3 Определить радиус отверстия, открывающего 3 зоны Френеля, если расстояния от отверстия до экрана и до источника света равны по полтора метра. Длина волны света 600 нм. Что будет наблюдаться в центре дифракционной картины – максимум или минимум? **(на зачет) Ответ**

11.4 Плоская монохроматическая световая волна с интенсивностью  $I_0$  падает нормально на поверхности непрозрачных экранов, показанных на рисунке. Найти зависимость от угла  $\varphi$  интенсивности  $I$  света в точке Р: а) расположенной за вершиной угла экрана; б) для которой закругленный край экрана совпадает с границей первой зоны Френеля.



Начало

Содержание

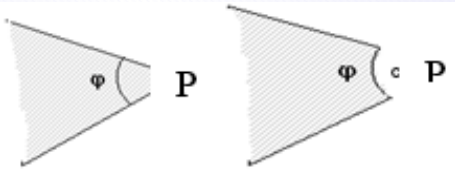


Страница 176 из 274

Назад

На весь экран

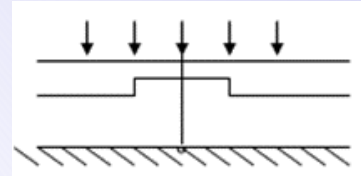
Закрыть



Ответ

11.5 Зонная пластинка дает изображение источника, удаленного от нее на 3 м, на расстоянии 2 м от своей поверхности. Где получится изображение источника, если его отодвинуть на бесконечность? **Ответ**

11.6 Плоская световая волна с  $\lambda = 0,6$  мкм падает нормально на достаточно большую стеклянную пластинку, на противоположной стороне которой сделана круглая выемка. Для точки наблюдения Р она представляет собой первые полторы зоны Френеля.



Найти глубину  $h$  выемки, при которой интенсивность света в точке Р будет а) максимальной; б) минимальной; в) равной интенсивности падающего света. (потери на отражение пренебречь). **Ответ**

11.7 Плоская световая волна с  $\lambda = 600$  нм и интенсивностью  $I_0$  падает нормально на большую стеклянную пластинку с уступом. При какой высоте уступа интенсивность света в точках, расположенных под ним, будет а) минимальной; б) вдвое меньше  $I_0$  (потери на отражение пренебречь). **Ответ**

11.8 Найдите ширины первых трех зон Шустера. Расстояние от волнового фронта до точки наблюдения  $b \gg b$  **Ответ**

11.9 Требуется получить фотографию дифракционной картины от диска диаметром 50 см, когда на его оси расположен точечный источник света на расстоянии 25 км, а экран удален от него на 50 км (плоскость экрана перпендикулярна к оси диска). С этой целью диск заменили уменьшенной моделью с диаметром 1 см. Определить, на каких расстояниях следует поместить источник света и экран, чтобы получилась подобная и уменьшенная дифракционная картина. **Ответ**



Начало

Содержание



Страница 177 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

## Тема: ДИФРАКЦИЯ ФРАУНГОФЕРА

### Вопросы

Дифракция Фраунгофера как предельный случай дифракции Френеля. Критерий перехода в рамках метода зон Френеля и в рамках теории Релея-Кирхгофа. Ближняя и дальняя зоны наблюдения дифракции. Дифракция Фраунгофера на бесконечной узкой щели. Дифракция Фраунгофера на круглом отверстии. Разрешающая способность оптических приборов. Критерий Рэлея.

12.1 Точечный источник монохроматического света ( $\lambda = 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ ) освещает непрозрачную ширму с круглым отверстием радиуса  $10^{-3} \text{ м}$ , расположенную от него на расстоянии 10 м. За ширмой расположен экран, на котором наблюдают дифракционную картину. Как ведет себя интенсивность в центре дифракционной картины при перемещении экрана с 0,4 м до 5 м?

12.2 Точечный источник монохроматического света ( $\lambda = 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ ) расположен на расстоянии 0,67 м от ширмы с круглым отверстием радиуса  $10^{-3} \text{ м}$ . Можно ли на экране, расположенном за ширмой, наблюдать дифракцию Фраунгофера? Ответ подтвердить расчетами.

12.3 На щель шириной  $2 \cdot 10^{-5} \text{ м}$  падает нормально параллельный пучок монохроматического света ( $\lambda = 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ ). Найти ширину изображения щели на экране, удаленном от щели на 1 м. **Ответ**

12.4 Направления на дифракционные максимумы при дифракции на щели определяются из условия  $b \cdot \sin \varphi$ ,  $m_1 = 1,43$ ,  $m_2 = 2,46 \dots$ . Найдите отношение интенсивностей первого и второго максимумов к интенсивности центрального максимума. **Ответ**

12.5 Оценить на основе дифракционных соображений, может ли орел с высоты в 1 км разглядеть мышонка размером 2 см или он сможет только обнаружить его присутствие?



Начало

Содержание



Страница 178 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

12.6 Оценить минимальное расстояние между двумя точками на Солнце и на Луне, чтобы их изображения в рефлекторе с диаметром зеркала 6 м можно было отличить от изображения одной точки? **(на зачет) Ответ**

12.7 В фокальной плоскости объектива телескопа помещена фотопластинка. Освещенность изображения звезды на фотопластинке в 10 раз меньше освещенности изображения Луны. Во сколько раз надо увеличить диаметр объектива, не меняя фокусного расстояния, чтобы освещенность изображения звезды на фотопластинке стала в 10 раз больше освещенности изображения луны? **Ответ**

12.8 Установите максимальное увеличение микроскопа, превышение которого уже не позволяет выявить новых деталей изображения (нормальное увеличение). Диаметр зрачка считать равным 2 мм. Угол полураствора лучей, входящих в объектив (угловая апертура)  $68^\circ$ . Среда между образцом и объективом – иммерсионное масло с показателем преломления 1,51. Объект самосветящийся. **Ответ**

12.9 Имеется микроскоп с числовой апертурой объектива  $n \cdot \sin(\alpha) = 0,24$ , где  $\alpha$  - угол полураствора конуса лучей, падающих на оправу объектива. Найти минимальное разрешаемое расстояние для этого микроскопа для самосветящегося объекта с  $\lambda = 550$  нм. **(на зачет) Ответ**



Начало

Содержание



Страница 179 из 274

Назад

На весь экран

Закреть

## Тема: ДИФРАКЦИОННАЯ РЕШЕТКА. ЭЛЕМЕНТЫ ГОЛОГРАФИИ

### Вопросы

1. Дифракция Фраунгофера на 2-х, 3-х и более щелях. Дифракционная решетка. Дифракционная решетка, как диспергирующий элемент.
2. Угловая дисперсия. Линейная дисперсия спектрального прибора. Разрешающая способность дифракционной решетки.
3. Дифракция рентгеновских лучей. Формула Вульфа-Брэггов. Рентгеноструктурный анализ.
4. Элементы голографии.

13.1 Изобразить примерную дифракционную картину, возникающую при дифракции Фраунгофера от решетки: а) из двух щелей б) из трех щелей, если отношение периода решетки к ширине щели равно двум

13.2 Для измерения методом Майкельсона углового расстояния  $\gamma$  между компонентами двойной звезды перед объективом телескопа поместили диафрагму с двумя узкими параллельными щелями, расстояние  $d$  между которыми можно менять. Увеличивая  $d$ , обнаружили первое ухудшение видимости интерференционной картины в фокальной плоскости объектива при  $d=95$  см. Найти  $\gamma$ , считая  $\lambda = 550$  нм. **Ответ**

13.3 На дифракционную решетку, имеющую 50 штрихов на 1 мм, падает нормально параллельный пучок белого света. Какова разность углов отклонения конца первого и начала второго спектров? Длины крайних красных и крайних фиолетовых волн принять равными 760 нм и 400 нм. **(на зачет) Ответ**

13.4 Свет с длиной волны  $\lambda=535$  нм падает нормально на дифракционную решетку. Найти ее период, если одному из ее максимумов соответствует угол дифракции  $35^\circ$  и наибольший порядок спектра равен 5. **Ответ**



Начало

Содержание



Страница 180 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть



13.5 Известно, что при наклонном падении лучей на дифракционную решетку удается наблюдать дифракцию рентгеновских лучей. Найдите угол между нулевым и первым дифракционным максимумом для решетки, имеющей 600 штрихов на мм при угле падения  $83^\circ$  для  $K_\alpha$ -линии натрия рентгеновского излучения длиной волны 1,19 нм. **Ответ**

13.6 На дифракционную решетку нормально ее поверхности падает монохроматический свет ( $\lambda = 650$  нм). За решеткой находится линза в фокальной плоскости которой расположен экран. На экране наблюдается дифракционная картина под углом дифракции  $30^\circ$ . При каком фокусном расстоянии линзы линейная дисперсия  $D_l = 0,5$  мм/нм? **Ответ**

13.7 При нормальном падении света на дифракционную решетку ширины 10 мм обнаружено, что длины волн  $\lambda_1 = 589,0$  нм и  $\lambda_2 = 589,6$  нм оказались разрешенными, начиная с пятого порядка спектра. Оценить : а) период решетки; б) при какой ширине решетки с таким же периодом можно разрешить в третьем порядке дуплет спектральной линии с  $\lambda = 460$  нм, компоненты которого отличаются на 0,13 нм. **Ответ**

13.8 При прохождении пучка рентгеновских лучей с  $\lambda = 17,8$  пм через поликристаллический образец на экране, расположенном на расстоянии 15 см от образца, образуется система дифракционных колец. Радиус светлого кольца, соответствующего второму порядку отражения от системы атомных плоскостей, равен 3,5 см. Определить соответствующие расстояния между атомными плоскостями. **Ответ**

13.9 На грань кристалла каменной соли падает параллельный пучок рентгеновского излучения ( $\lambda = 147$  пм). Определить расстояние между атомными плоскостями кристалла, если дифракционный максимум второго порядка наблюдается, когда излучение падает под углом  $31^\circ 30'$  к поверхности кристалла. **(на зачет) Ответ**

Начало

Содержание



Страница 181 из 274

Назад

На весь экран

Заккрыть

## Тема: ПРОХОЖДЕНИЕ СВЕТА ЧЕРЕЗ ИЗОТРОПНЫЕ СРЕДЫ И ГРАНИЦУ ИХ РАЗДЕЛА. ПОЛЯРИЗАТОРЫ

### Вопросы

1. Закон Малюса. Линейная, круговая, эллиптическая поляризация света, способы получения. Частичная поляризация, степень поляризации света.
2. Формулы Френеля. Поляризация света при прохождении через границу раздела двух сред. Закон Брюстера. Отражение света при нормальном падении. Поведение фазы при отражение света. Поляризация света при полном внутреннем отражении. Особенности отражения света от металлической поверхности.

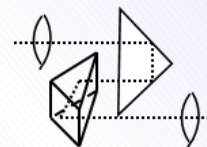
14.1 Пучок естественного света падает на систему из 6 николей, плоскость поляризации каждого из которых повернута на  $30^\circ$  относительно плоскости поляризации предыдущего николя. Какая часть светового потока проходит через эту систему? **Ответ**

14.2 Степень поляризации частично поляризованного света  $P = 0,25$ . Найти отношение интенсивности поляризованной составляющей этого света к интенсивности естественной составляющей. **Ответ**

14.3 На пути частично поляризованного света поместили поляризатор. При повороте поляризатора на  $60^\circ$  из положения, соответствующего максимуму пропускания, интенсивность прошедшего света уменьшилась в 3 раза. Найти степень поляризации падающего света. **Ответ**

14.4 Найдите коэффициент отражения солнечных лучей, падающих на поверхность озера при а) нахождения Солнца в зените; б) высоте Солнца над горизонтом  $5^\circ$ . **Ответ**

14.5 Сколько процентов светового потока теряется на отражение в призматическом бинокле? Показатель преломления стекла призм и линз равен 1,5. Поглощением и вторичными отражениями пренебречь. Схема бинокля дана на рисунке. **Ответ**



Начало

Содержание



Страница 182 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

14.6 Определить коэффициент отражения естественного света, падающего на стекло ( $n=1,54$ ) под углом полной поляризации. **Ответ**

14.7 Определить степень поляризации преломленных лучей при падении естественного света на стекло ( $n=1,5$ ) под углом  $45^\circ$ . **Ответ**

14.8 Определить степень поляризации отраженных лучей для условий предыдущей задачи. **(на зачет) Ответ**



[Начало](#)

[Содержание](#)



Страница 183 из 274

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Заккрыть](#)

## Тема: ПРОХОЖДЕНИЕ СВЕТА ЧЕРЕЗ ИЗОТРОПНЫЕ СРЕДЫ И ГРАНИЦУ ИХ РАЗДЕЛА. ПОЛЯРИЗАТОРЫ

### Вопросы

1. Особенности прохождения света через анизотропные среды. Двойное лучепреломление.
2. Искусственная анизотропия. Оптически активные вещества, их особенности. Эффект Фарадея.

15.1 Показатели преломления обыкновенного и необыкновенного лучей для длины волны 0,55 мкм в кварце равны соответственно 1,545 и 1,554, в исландском шпате – 1,66 и 1,49. Какой из этих кристаллов является положительным, а какой-отрицательным?

15.2 Кварцевую пластинку, вырезанную параллельно оптической оси, поместили между двумя поляризаторами. Угол между плоскостью пропускания переднего поляризатора и оптической осью пластинки равен  $45^\circ$ . Толщина пластинки 0,5 мм. При каких длинах волн в интервале 0,5-0,6 мкм интенсивность света, прошедшего через эту систему, не будет зависеть от поворота заднего поляризатора? Разность показателей преломления обыкновенного и необыкновенного лучей в этом интервале длин волн  $\Delta n = 0,009$ . **Ответ**

15.3 Белый естественный свет падает на систему из двух скрещенных поляризаторов, между которыми находится кварцевая пластинка, вырезанная параллельно оптической оси, толщиной 1,5 мм. Ось пластинки составляет угол  $45^\circ$  с плоскостями пропускания поляризаторов. Прошедший через эту систему свет разложили в спектр. Сколько темных полос будет наблюдаться в интервале длин волн 0,55-0,66 мкм? Разность показателей преломления необыкновенного и обыкновенного лучей в этом интервале длин волн считать равной 0,009. **Ответ**

15.4 Между скрещенными поляроидами поместили стеклянный стержень квадратного поперечного сечения стороной 1 см. Ось стержня составляет  $45^\circ$  с



Начало

Содержание



Страница 184 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

плоскостями пропускания поляроидов. При какой минимальной сжимающей силе интенсивность света с длиной волны 656 нм, прошедшего через систему, будет максимальна? Постоянная Брюстера для стекла  $3,00 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2/\text{Н}$ . **Ответ**

15.5 Ячейку Керра поместили между двумя николями так, что направление электрического поля в конденсаторе образует угол  $45^\circ$  с плоскостями пропускания николей. Конденсатор имеет длину 10 см, расстояние между пластинами 1 см и заполнен нитробензолом. Через систему проходит свет. Определить минимальное напряжение на конденсаторе, при котором интенсивность света, прошедшего через эту систему, не будет зависеть от поворота заднего николя. Постоянная Керра  $2,2 \cdot 10^{-10} \text{ см}/\text{В}^2$ . **Ответ**

15.6 В нитробензоле в магнитном поле 2 Тл, ориентированном перпендикулярно направлению распространения света, на пути 10 см возникает разность фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами 3,21 градуса. Найдите постоянную Коттона-Мутона. **(на зачет) Ответ**

15.7 Какой минимальной длины трубку с раствором сахара концентрацией 80 г/л надо поместить между двумя параллельными николями, чтобы свет был полностью погашен? Удельная постоянная вращения сахара  $0,67 \text{ град} \cdot \text{м}^2/\text{кг}$ . **Ответ**

15.8 Постоянная вращения кварца для длины волны 589,5 нм равна  $21,72^\circ/\text{мм}$ . При какой наименьшей толщине кварцевой пластины, вырезанной перпендикулярно оптической оси и помещенной между двумя параллельными николями свет с указанной длиной волны через систему не будет проходить? **(на зачет) Ответ**

15.9 Монохроматический плоско-поляризованный свет с круговой частотой  $1,0 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$  проходит через вещество вдоль однородного магнитного поля с индукцией 0,5 Тл. Найти разность показателей преломления для право- и лево-поляризованных по кругу компонент светового пучка, если постоянная Верде  $3,28 \cdot 10^2 \text{ мин}/\text{Тл} \cdot \text{см}$ . **Ответ**



Начало

Содержание



Страница 185 из 274

Назад

На весь экран

Заккрыть

## Тема: СКОРОСТЬ СВЕТА

### Вопросы

Фазовая и групповая скорости света. Формула Рэлея. Астрономические и лабораторные методы измерения скорости света.

16.1 Майкельсон с помощью вращающегося зеркала измерил отношение скорости света в вакууме к скорости света для длины волны 589 нм в сероуглероде и получил значение, отличное от показателя преломления для данной длины волны. Объясните расхождение и сделайте оценочный расчет данного отношения, если показатели преломления сероуглерода для света с длинами волн 546, 589 и 633 нм равны соответственно 1,635, 1,620 и 1,6185. Вычислить фазовую скорость света для длины волны 589 нм. **Ответ**

16.2 Вычислить групповую скорость  $u$  для различных законов дисперсии: а)  $v \approx 1/\sqrt{\lambda}$  - капиллярные волны; б)  $v \approx k$ . **(на зачет) Ответ**

16.3 При наблюдениях по методу Ремера наблюдаемая разность  $N$  периодов обращения при удалении и приближении Земли к Юпитеру составила 33 минуты. Найдите по данным измерения скорость света. **Ответ**

16.4 Найдите угловые размеры большой оси аберрационного эллипса. **Ответ**

16.5 В опыте Физо по измерению скорости света расстояние от зубчатого колеса до зеркала было 8633 м, в колесе было 720 зубцов. Полученная в измерениях скорость света 315324 км/с. Найдите частоту обращения колеса. **Ответ**

16.6 В опыте Майкельсона, являющемся усовершенствованием опыта Фуко, роль вращающегося зеркала играла восьмигранная призма. Свет от источника падал на призму, отражался и шел к неподвижному зеркалу. Расстояние от призмы до неподвижного зеркала было 35,4 км. Найдите, при какой частоте вращения призмы отраженный от неподвижного зеркала свет падал на следующую грань призмы под тем же углом (т.е. призма делала  $1/8$  часть оборота). **Ответ**

16.7 В измерениях Ивенсона с сотрудниками были получены значения частоты и длины волны лазера соответственно:  $\nu = (88,376181627 \pm 50 \cdot 10^{-9})$  ТГц,  $\lambda = (3,392231376 \pm 1,2 \cdot 10^{-8})$  мкм. Определите по этим данным скорость света. **Ответ**



Начало

Содержание



Страница 186 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

## Задания к зачету по дисциплине «Общая физика ( раздел Оптика)» для студентов группы ФИ-3

Для получения зачета необходимо решить следующие задачи:

1. (1.8) Составить уравнение плоской волны с периодом  $T$  и скоростью  $v$ , фронт которой распространяется вдоль линии, составляющей углы  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  с осями координат.

2. (2.2) Найти с помощью кривой относительной видности глаза поток энергии, соответствующий световому потоку 1,0 лм и длиной волны 0,51 и 0,64 мкм **Ответ**

3. (2.7) Если приблизиться к точечному источнику света на 100 м, то освещенность возрастет в 1,5 раза. На каком расстоянии от него первоначально находился наблюдатель? **Ответ**

4. (3.5) Над столом находится светильник - плоский горизонтальный диск радиуса 25 см. Расстояние от него до поверхности стола 75 см. Освещенность стола под центром светильника 70 лк. Найти светимость этого источника, считая его ламбертовским. На сколько процентов будет отличаться результат, если пользоваться законом обратных квадратов? **Ответ**

5. (3.9) Какова яркость волоска электрической лампы, если излучаемый световой поток равен 400 лм, длина волоска 60 см и диаметр его 0,04 мм? Считать, что волосок излучает по закону Ламберта. **Ответ**

6. (4.3) На какой высоте над горизонтом пловец, нырнувший в воду, видит заходящее Солнце? **Ответ**

7. (4.9) Луч света падает на боковую поверхность призмы под таким углом, что выходит из нее перпендикулярно ко второй грани. Показатель преломления материала призмы 1,37, преломляющий угол призмы  $45^\circ$ . Найти отклонение луча от первоначального направления. **Ответ**

8. (5.4) Радиус кривизны вогнутого зеркала 20 см. На расстоянии 30 см от зеркала поставлен предмет высотой 2 см. Найти положение и высоту изображения. Построить чертеж. **Ответ**



Начало

Содержание



Страница 187 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

9. (6.4) Каково фокусное расстояние тонкой двояковыпуклой линзы, сделанной из стекла ( $n=1.5$ ), если радиусы кривизны ее поверхностей одинаковы и равны 13 см?

**Ответ**

10. (6.14) Решить задачу 13 занятия 6, заменив рассеивающую линзу собирающей.

11. (7.11) Микроскоп состоит из объектива с фокусным расстоянием 2 мм и окуляра с фокусным расстоянием 40 мм. Расстояние между фокусами объектива и окуляра 18 см. Найти увеличение, даваемое микроскопом. **Ответ**

12. (7.12) Какое увеличение применяет фотолюбитель, если объектив увеличителя с фокусным расстоянием 5 см удален от плоскости фотобумаги на расстояние 30 см? **Ответ**

13. (8.1) На сколько отличаются фазы колебаний в двух точках, отстоящих друг от друга на  $\lambda$ ,  $\lambda/2$ ,  $\lambda/4$  в направлении распространения волны?

14. (8.2) В опыте Юнга отверстия освещаются монохроматическим светом с длиной волны 600 нм, расстояние между отверстиями 1 мм, расстояние от отверстий до экрана 3 м. Показать, что в месте пересечения экрана осью всегда находится максимум нулевого порядка. Вычислить расстояние между полосами 3-го и 5-го порядков.

15. (9.1) Расстояние между щелями в опыте Юнга 1 мм, расстояние от щелей до экрана 1 м. Отверстия освещаются светом, в состав которого входят длины волн 500 нм и 550 нм. Вычислить положение первой и пятой полос (отсчитывать от нулевой) в каждой интерференционной картине. Как ведет себя расстояние между максимумами разных длин волн в зависимости от порядка интерференции? Вычислить это расстояние.

16. (9.6) Плоскопараллельная стеклянная пластинка лежит на одной из поверхностей двояковыпуклой стеклянной линзы. При наблюдении колец Ньютона в отраженном свете натриевой горелки ( $\lambda=589$  нм) найдено, что радиус темного кольца порядка  $m = 20$  равен 2 мм. Когда пластинка была положена на другую поверхность линзы, радиус темного кольца того же порядка сделался равным 4 мм.



Начало

Содержание



Страница 188 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

Определить фокусное расстояние линзы. **Ответ**

17. (10.3) Какую толщину пленки с показателем преломления 1,23 надо нанести на объектив, чтобы наиболее сильно уменьшить отражение зеленых лучей -  $\lambda = 555 \text{ нм}$ ?

18. (10.6) В оба пучка света интерферометра Маха-Цендера были помещены цилиндрические трубки длиной 5 см; воздух из трубок был откачан. В одну из трубок был впущен азот, после чего интерференционная картина сместилась на 25,2 полосы. Найти показатель преломления азота. Длина волны света равна 589,3 нм. Изобразить схему интерферометра Маха-Цендера. **Ответ**

19. (11.3) Определить радиус отверстия, открывающего 3 зоны Френеля, если расстояния от отверстия до экрана и до источника света равны по полтора метра. Длина волны света 600 нм. Что будет наблюдаться в центре дифракционной картины – максимум или минимум? **Ответ**

20. (12.6) Оценить минимальное расстояние между двумя точками на Солнце и на Луне, чтобы их изображения в рефлекторе с диаметром зеркала 6 м можно было отличить от изображения одной точки? **Ответ**

21. (12.9) Имеется микроскоп с числовой апертурой объектива  $n \cdot \sin \alpha = 0,24$ , где  $\alpha$  - угол полураствора конуса лучей, падающих на оправу объектива. Найти минимальное разрешаемое расстояние для этого микроскопа для самосветящегося объекта с  $\lambda=550 \text{ нм}$ . **Ответ**

22. (13.3) На дифракционную решетку, имеющую 50 штрихов на 1 мм, падает нормально параллельный пучок белого света. Какова разность углов отклонения конца первого и начала второго спектров? Длины крайних красных и крайних фиолетовых волн принять равными 760 нм и 400 нм. **Ответ**

23. (13.9) На грань кристалла каменной соли падает параллельный пучок рентгеновского излучения ( $\lambda = 147 \text{ пм}$ ). Определить расстояние между атомными плоскостями кристалла, если дифракционный максимум второго порядка наблюдается, когда излучение падает под углом  $31^\circ 30'$  к поверхности кристалла. **Ответ**



Начало

Содержание



Страница 189 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

24. (14.2) Степень поляризации частично поляризованного света  $P = 0,25$ . Найти отношение интенсивности поляризованной составляющей этого света к интенсивности естественной составляющей. **Ответ**

25. (14.8) Определить степень поляризации отраженных лучей при падении естественного света на стекло ( $n=1,5$ ) под углом  $45^\circ$ . **Ответ**

26. (15.6) В нитробензоле в магнитном поле  $2 \text{ Тл}$ , ориентированном перпендикулярно направлению распространения света, на пути  $10 \text{ см}$  возникает разность фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами  $3,21$  градуса. Найдите постоянную Коттона-Мутона. **Ответ**

27. (15.8) Постоянная вращения кварца для длины волны  $589,5 \text{ нм}$  равна  $21,72^\circ/\text{мм}$ . При какой наименьшей толщине кварцевой пластины, вырезанной перпендикулярно оптической оси и помещенной между двумя параллельными николями свет с указанной длиной волны через систему не будет проходить? **Ответ**

28. (16.2a) Вычислить групповую скорость  $u$  для различных законов дисперсии:  
а)  $v \approx 1/\sqrt{\lambda}$  - капиллярные волны. **Ответ**

## Тестовые задания

Тестовые задания по курсу «Оптика»



Начало

Содержание



Страница 190 из 274

Назад

На весь экран

Заккрыть

## Примерный перечень экзаменационных вопросов

1. Свойства электромагнитных волн.
2. Источники и приемники излучения.
3. Фотометрические энергетические и световые характеристики и единицы. Фотометры.
4. Основные понятия и законы геометрической оптики. Принцип Ферма.
5. Понятие оптического изображения. Преломление света на сферической поверхности. Теорема Лагранжа–Гельмгольца.
6. Сферические зеркала. Призмы.
7. Тонкие линзы.
8. Кардинальные элементы центрированной оптической системы. Сложение центрированных систем.
9. Аберрации оптических систем.
10. Глаз как оптическая система. Оптические приборы, вооружающие глаз.
11. Фотоаппарат. Проекционный аппарат. Диафрагмы.
12. Интерференция волн. Когерентность. Основные понятия.
13. Методы наблюдения интерференции в оптике. Таутохронизм оптических систем.
14. Влияние размеров источника и некогерентности светового пучка на интерференционную картину. Временная и пространственная когерентность.
15. Двухлучевая интерференция при отражении и преломлении света в тонких пластинках.
16. Интерферометры. Многолучевая интерференция.
17. Дифракция света. Принцип Гюйгенса–Френеля. Зоны Френеля.
18. Дифракция Френеля на простейших преградах. Спираль Корню.
19. Геометрическая оптика, как предельный случай волновой оптики. Дифракция Фраунгофера на щели и круглом отверстии. Разрешающая способность оптических приборов.



[Начало](#)

[Содержание](#)



Страница 191 из 274

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Заккрыть](#)

20. Дифракционные решетки.
21. Дифракция света на пространственных решётках. Дифракция рентгеновских лучей на кристаллах.
22. Понятие о голографии.
23. Естественный и поляризованный свет. Поляризаторы и анализаторы. Закон Малюса.
24. Поляризация света при отражении и преломлении на границе двух диэлектриков. Закон Брюстера. Формулы Френеля.
25. Распространение света в кристаллах. Двойное лучепреломление. Поляризационные призмы и поляроиды.
26. Кристаллическая пластинка в четверть и половину волны. Интерференция плоско-поляризованных волн.
27. Искусственная оптическая анизотропия. Вращение плоскости поляризации.
28. Фотоэлектрический эффект. Давление света.
29. Дисперсия света. Основы электронной теории дисперсии. Призмные спектральные приборы.
30. Поглощение и рассеяние света.
31. Фазовая и групповая скорости волны. Методы измерения скорости света.



[Начало](#)

[Содержание](#)



Страница 192 из 274

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закреть](#)

## ПРИЛОЖЕНИЯ

Значения относительной спектральной световой эффективности монохроматического излучения (относительной видности)

Длина волны монохроматического излучения $\lambda$ , нм	$V(\lambda)$
400	0,0004
410	0,0012
420	0,0040
430	0,0116
440	0,023
450	0,038
460	0,060
470	0,091
480	0,139
490	0,208
500	0,323
510	0,503
520	0,710
530	0,862
540	0,954
550	0,995
560	0,995
570	0,952
580	0,870
590	0,757
600	0,631



Начало

Содержание



Страница 193 из 274

Назад

На весь экран

Закреть

610	0,503
620	0,381
630	0,265
640	0,175
650	0,107
660	0,061
670	0,032
680	0,017
690	0,0082
700	0,0041
710	0,0021
720	0,00105
730	0,00052
740	0,00025
750	0,00012
760	0,00006



*Начало*

*Содержание*



*Страница 194 из 274*

*Назад*

*На весь экран*

*Закреть*

### Таблица физических величин

Элементарный заряд	$1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл
Электрическая постоянная	$8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м
Магнитная постоянная	$4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м
Скорость света в вакууме	$2,998 \cdot 10^8$ м/с
Масса электрона	$9,11 \cdot 10^{-31}$ кг
Масса протона	$1,673 \cdot 10^{-27}$ кг
Постоянная Планка	$1,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с
Постоянная Стефана-Больцмана	$5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м <sup>2</sup> ·К <sup>4</sup> )
Постоянная закона смещения Вина	$2,9 \cdot 10^{-3}$ м·К
Гравитационная постоянная	$6,672 \cdot 10^{-11}$ м <sup>3</sup> /(кг·с <sup>2</sup> )

### Показатели преломления

вода	4/3
стекло	1,50
алмаз	2,42



Начало

Содержание



Страница 195 из 274

Назад

На весь экран

Заккрыть

## Портреты учёных



Доминик Франсуа Жан Араго



[Начало](#)

[Содержание](#)



[Страница 196 из 274](#)

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закреть](#)



Расмус Бартолин



[Начало](#)

[Содержание](#)



[Страница 197 из 274](#)

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закреть](#)



Тихо Браге



Начало

Содержание



Страница 198 из 274

Назад

На весь экран

Закреть



Дейвид Брюстер



[Начало](#)

[Содержание](#)



[Страница 199 из 274](#)

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закреть](#)



Пьер Бугер



[Начало](#)

[Содержание](#)



[Страница 200 из 274](#)

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закреть](#)



Джеймс Брэдли



[Начало](#)

[Содержание](#)



Страница 201 из 274

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закреть](#)



**Николай Иванович Вавилов**



*Начало*

*Содержание*



*Страница 202 из 274*

*Назад*

*На весь экран*

*Закреть*



Эмиль Верде



Начало

Содержание



Страница 203 из 274

Назад

На весь экран

Закреть



Денеш Габор



Начало

Содержание



Страница 204 из 274

Назад

На весь экран

Закреть



Карл Фридрих Гаусс



[Начало](#)

[Содержание](#)



[Страница 205 из 274](#)

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закреть](#)



Герман Гельмгольц



[Начало](#)

[Содержание](#)



[Страница 206 из 274](#)

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закреть](#)



Эрнест Герке



*Начало*

*Содержание*



*Страница 207 из 274*

*Назад*

*На весь экран*

*Закреть*



Генрих Герц



Начало

Содержание



Страница 208 из 274

Назад

На весь экран

Закреть



Христиан Гюйгенс



Начало

Содержание



Страница 209 из 274

Назад

На весь экран

Закреть



Петер Дебай



[Начало](#)

[Содержание](#)

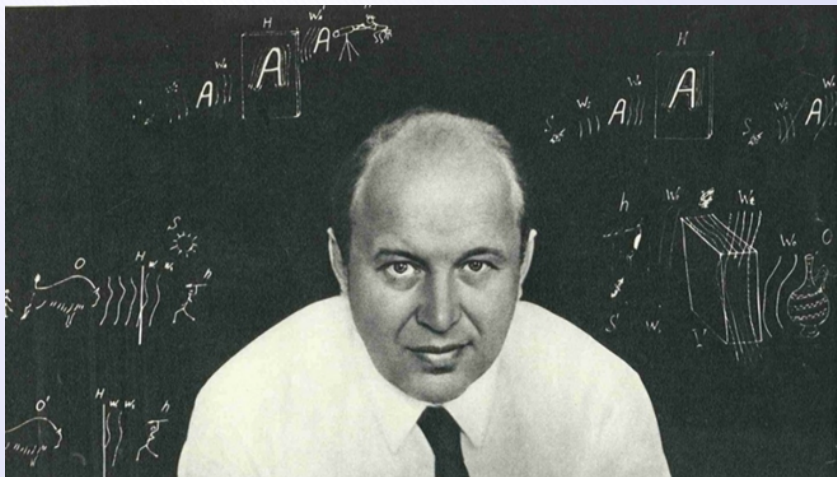


[Страница 210 из 274](#)

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закреть](#)



Юрий Николаевич Денисюк

Начало

Содержание



Страница 211 из 274

Назад

На весь экран

Закреть



Кристиан Допплер



[Начало](#)

[Содержание](#)

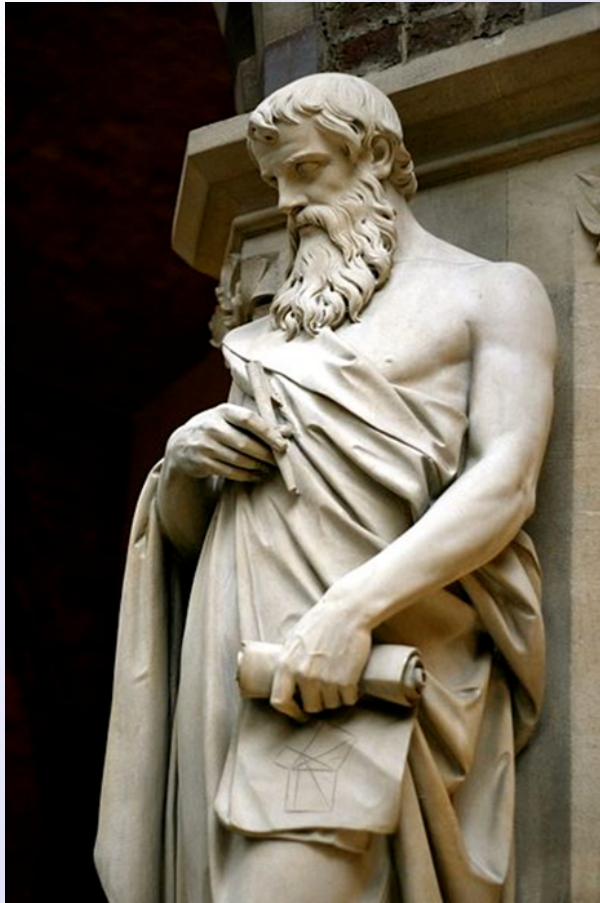


[Страница 212 из 274](#)

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закрыть](#)



**Евклид**



*Начало*

*Содержание*



*Страница 213 из 274*

*Назад*

*На весь экран*

*Закреть*



**Жюль Жамен**



*Начало*

*Содержание*



*Страница 214 из 274*

*Назад*

*На весь экран*

*Закреть*



Томас Иоганн Зеебек



*Начало*

*Содержание*

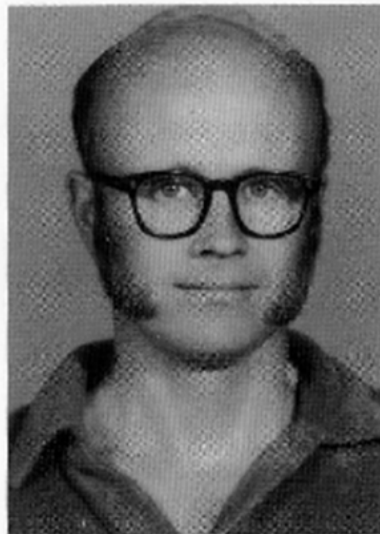


*Страница 215 из 274*

*Назад*

*На весь экран*

*Закреть*



PAULISTA, BRASIL 1976

THE SPEED OF LIGHT IS  
299,792,458 METERS PER SECOND!

**Кеннет Мелвин Ивенсон**

Начало

Содержание



Страница 216 из 274

Назад

На весь экран

Закреть



**Иоганн Кеплер**



*Начало*

*Содержание*



*Страница 217 из 274*

*Назад*

*На весь экран*

*Закреть*



Джон Керр



[Начало](#)

[Содержание](#)

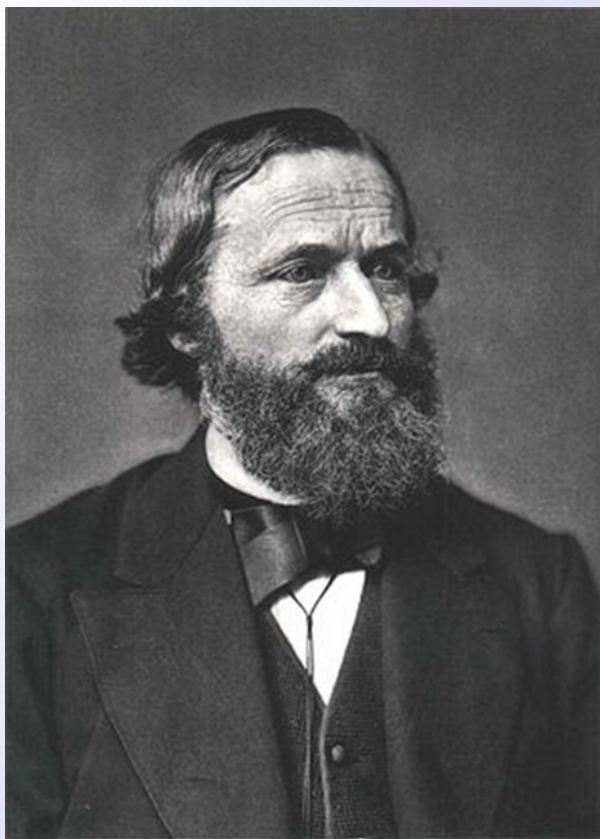


Страница 218 из 274

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закреть](#)



**Густав Роберт Кирхгоф**



*Начало*

*Содержание*



*Страница 219 из 274*

*Назад*

*На весь экран*

*Закреть*



Мари-Альфред Корню



*Начало*

*Содержание*

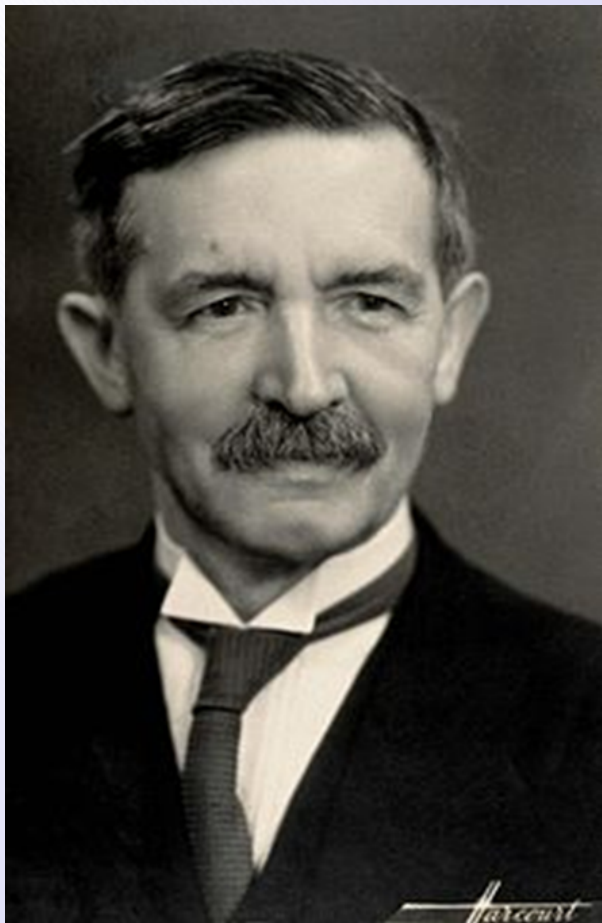


*Страница 220 из 274*

*Назад*

*На весь экран*

*Закреть*



Айме Коттон



Начало

Содержание



Страница 221 из 274

Назад

На весь экран

Закреть



Жозеф Луи Лагранж



[Начало](#)

[Содержание](#)



[Страница 222 из 274](#)

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закреть](#)



Иоганн Генрих Ламберт

[Начало](#)

[Содержание](#)



Страница 223 из 274

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закреть](#)



**Пётр Николаевич Лебедев**



*Начало*

*Содержание*



*Страница 224 из 274*

*Назад*

*На весь экран*

*Закреть*



**Вадим Леонидович Левшин**



*Начало*

*Содержание*



*Страница 225 из 274*

*Назад*

*На весь экран*

*Закреть*



Эмметт Лейт



*Начало*

*Содержание*



*Страница 226 из 274*

*Назад*

*На весь экран*

*Закреть*



**Хендрик Антон Лорентц**



*Начало*

*Содержание*



*Страница 227 из 274*

*Назад*

*На весь экран*

*Закреть*



*L. Lorenz*

Людвиг Валентин Лоренц



[Начало](#)

[Содержание](#)

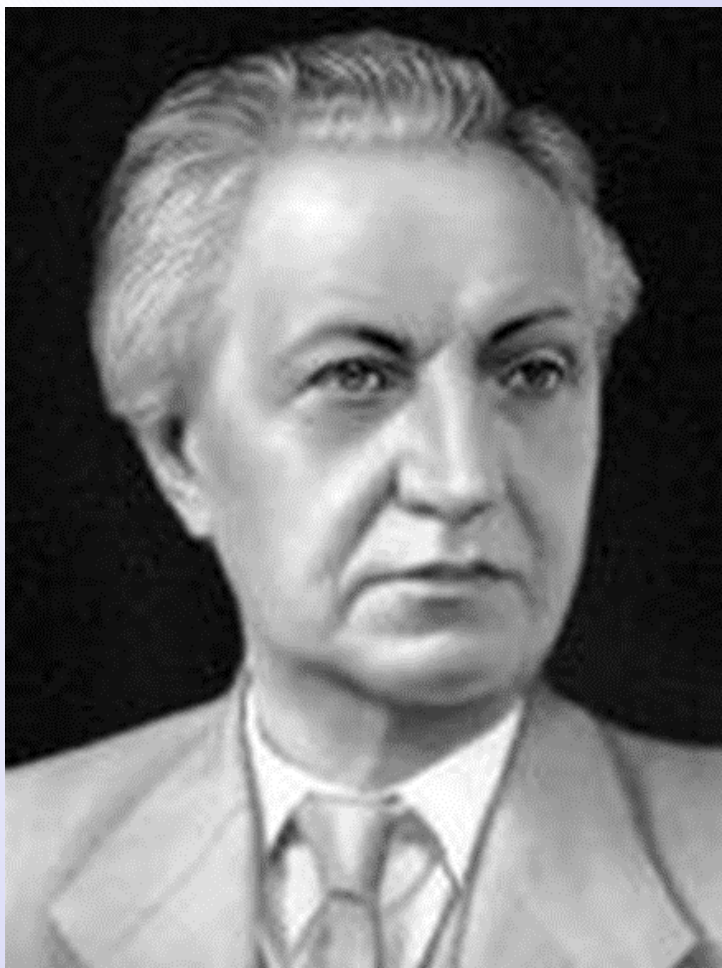


Страница 228 из 274

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закреть](#)



Владимир Павлович Линник



*Начало*

*Содержание*



*Страница 229 из 274*

*Назад*

*На весь экран*

*Закреть*



Хэмфри Ллойд



[Начало](#)

[Содержание](#)



[Страница 230 из 274](#)

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закреть](#)



Отто Рихард Люммер



Начало

Содержание



Страница 231 из 274

Назад

На весь экран

Закреть



Джеймс Клерк Максвелл



[Начало](#)

[Содержание](#)



[Страница 232 из 274](#)

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закреть](#)



Этьенн Луи Малюс



[Начало](#)

[Содержание](#)



[Страница 233 из 274](#)

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закреть](#)



Альберт Абрахам Майкельсон



Начало

Содержание



Страница 234 из 274

Назад

На весь экран

Закреть



**Уильям Николь** (справа)



*Начало*

*Содержание*



*Страница 235 из 274*

*Назад*

*На весь экран*

*Закреть*



**Исаак Ньютон**



[Начало](#)

[Содержание](#)



[Страница 236 из 274](#)

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закреть](#)



Жан-Батист Альфред Перо



[Начало](#)

[Содержание](#)



[Страница 237 из 274](#)

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закрыть](#)



Фридрих Карл Поккельс



[Начало](#)

[Содержание](#)

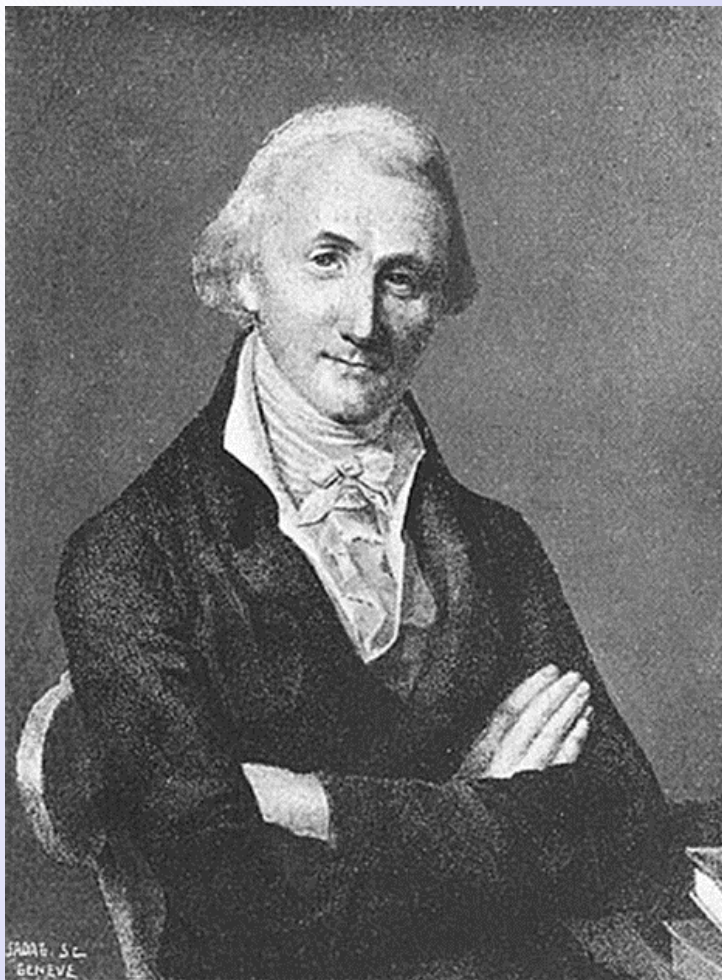


Страница 238 из 274

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закреть](#)



Пьер Прево



Начало

Содержание



Страница 239 из 274

Назад

На весь экран

Закреть



**Клавдий Птолемей**



[Начало](#)

[Содержание](#)



[Страница 240 из 274](#)

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закреть](#)



Симеон Дени Пуассон



[Начало](#)

[Содержание](#)



[Страница 241 из 274](#)

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закреть](#)



Джон Уильям Стретт Рэлей



[Начало](#)

[Содержание](#)



Страница 242 из 274

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закрыть](#)



Олаф Ремер



[Начало](#)

[Содержание](#)



Страница 243 из 274

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закреть](#)



Дмитрий Сергеевич Рождественский



Начало

Содержание



Страница 244 из 274

Назад

На весь экран

Закреть



**Мариан Смолуховский**



*Начало*

*Содержание*



*Страница 245 из 274*

*Назад*

*На весь экран*

*Закреть*



Снеллиус (Виллеборд Снелл)



[Начало](#)

[Содержание](#)



Страница 246 из 274

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закреть](#)



Снеллиус (Виллеборд Снелл)



[Начало](#)

[Содержание](#)



[Страница 247 из 274](#)

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закреть](#)



Александр Григорьевич Столетов



Начало

Содержание



Страница 248 из 274

Назад

На весь экран

Закреть



**Игорь Евгеньевич Тамм**



*Начало*

*Содержание*



*Страница 249 из 274*

*Назад*

*На весь экран*

*Закрыть*



**Юрис Упатниекс**



*Начало*

*Содержание*



*Страница 250 из 274*

*Назад*

*На весь экран*

*Закреть*



Шарль Фабри



Начало

Содержание



Страница 251 из 274

Назад

На весь экран

Заккрыть

## Содержание учебного материала

1. **Введение.** Предмет оптики. Основные этапы развития оптики. Электромагнитная и квантовая теории света. Волновые и корпускулярные свойства света.
2. **Фотометрия.** Источники и приемники света. Основные фотометрические величины и единицы их измерения. Эталон силы света. Световая энергия. Функция видности. Механический эквивалент света. Фотометры.
3. **Геометрическая оптика.** Основные понятия геометрической оптики. Принцип Ферма. Отражение и преломление света на плоской границе раздела двух сред. Полное внутреннее отражение. Световоды. Волоконная оптика. Преломление света на сферической поверхности. Теорема Лагранжа–Гельмгольца. Сферические зеркала. Тонкие линзы. Оптическая сила линзы. Центрированные оптические системы. Световой поток, проходящий через оптическую систему. Диафрагмы, светосила. Аберрации оптических систем (сферическая и хроматическая аберрации, аберрация кома, астигматизм, дисторсия, кривизна поля изображения). Глаз как оптическая система. Оптические приборы (лупа, микроскоп, телескоп, проекционный аппарат).
4. **Интерференция света.** Сложение световых волн. Когерентность. Интерференция. Таутохронизм оптических систем. Методы наблюдения интерференции в оптике: метод Юнга, зеркала Френеля, бипризма Бийе, зеркало Ллойда. Двулучевая интерференция. Влияние размеров источника и некогерентности светового пучка на интерференционную картину. Двулучевая интерференция при отражении и преломлении света в тонких пластинках. Полосы равного наклона и равной толщины. Исследование Поля. Многолучевая интерференция. Интерферометры. Применение интерференции.



Начало

Содержание

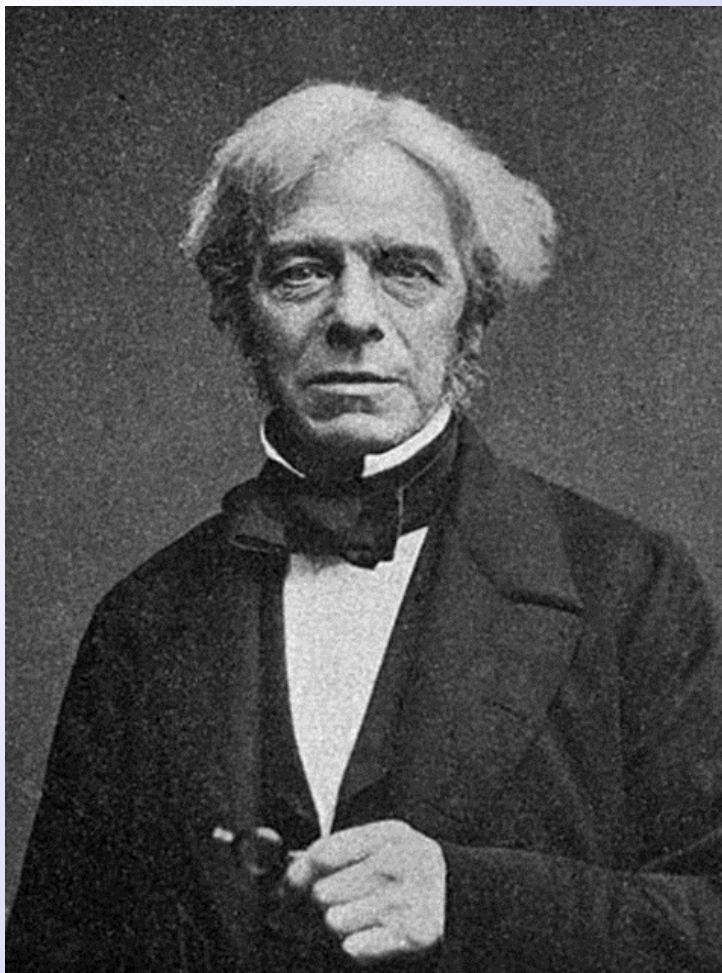


Страница 252 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть



Майкл Фарадей



Начало

Содержание



Страница 253 из 274

Назад

На весь экран

Закреть



Пьер Ферма



[Начало](#)

[Содержание](#)



Страница 254 из 274

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закреть](#)



Арман Физо



Начало

Содержание

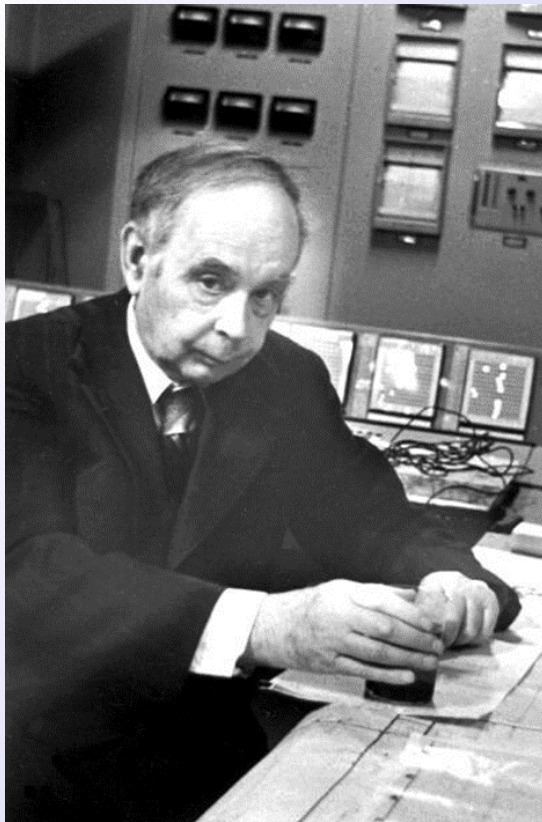


Страница 255 из 274

Назад

На весь экран

Закреть



**Илья Михайлович Франк**



*Начало*

*Содержание*



*Страница 256 из 274*

*Назад*

*На весь экран*

*Закреть*



Жан Огюстен Френель



Начало

Содержание



Страница 257 из 274

Назад

На весь экран

Закреть



Йозеф Фраунгофер



[Начало](#)

[Содержание](#)



Страница 258 из 274

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закреть](#)



Жан Бернар Леон Фуко



*Начало*

*Содержание*



*Страница 259 из 274*

*Назад*

*На весь экран*

*Закреть*



**Павел Алексеевич Черенков**



*Начало*

*Содержание*



*Страница 260 из 274*

*Назад*

*На весь экран*

*Закреть*



Пауль Шеррер



*Начало*

*Содержание*



*Страница 261 из 274*

*Назад*

*На весь экран*

*Закреть*



Альберт Эйнштейн

Начало

Содержание



Страница 262 из 274

Назад

На весь экран

Закреть



Томас Юнг



*Начало*

*Содержание*



*Страница 263 из 274*

*Назад*

*На весь экран*

*Закреть*

5. **Дифракция света.** Принцип Гюйгенса–Френеля. Зоны Френеля. Объяснение прямолинейного распространения света по волновой теории. Зонная пластинка. Дифракция Френеля на круглом отверстии, на круглом экране, на краю полубесконечного экрана. Дифракция Фраунгофера на щели и круглом отверстии. Дифракционные решетки. Дисперсия и разрешающая способность решетки. Дифракция света на пространственных решетках. Понятие о голографии. Дифракция рентгеновских лучей на кристаллах. Формула Вульфа–Брэгга. Дифракционная природа изображения. Приближение коротких волн. Геометрическая оптика как предельный случай волновой оптики. Разрешающая способность оптических приборов.
6. **Поляризация света.** Естественный и поляризованный свет. Поляризаторы и анализаторы. Закон Малюса. Поляризация света при отражении и преломлении на границе двух диэлектриков. Закон Брюстера. Формулы Френеля. Распространение света в кристаллах. Двойное лучепреломление. Одноосные кристаллы. Эллиптическая и круговая поляризации. Интерференция плоско-поляризованных волн. Поляризационные приборы. Искусственная оптическая анизотропия. Поворот плоскости поляризации. Эффект Фарадея. Поляриметры.
7. **Дисперсия света.** Нормальная и аномальная дисперсии. Методы измерения дисперсии. Основы электронной теории дисперсии. Дисперсия в рентгеновской области спектра. Призмные спектральные приборы.
8. **Поглощение света.** Коэффициент поглощения. Закон Бугера–Ламберта. Механизм поглощения света диэлектриками и металлами. Спектры поглощения. Светофильтры. Цвет тел.
9. **Рассеяние света.** Прохождение света через оптически неоднородную среду. Закон Рэлея. Зависимость интенсивности рассеянного света от угла рассеяния. Поляризация рассеянного света. Молекулярное рассеяние света.



[Начало](#)

[Содержание](#)



[Страница 264 из 274](#)

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закрыть](#)

10. **Скорость света.** Релятивистские эффекты в оптике. Фазовая и групповая скорости света. Эффект Вавилова–Черенкова. Методы измерения скорости света. Эффект Доплера в оптике. Опыты Физо и Майкельсона. Элементы нелинейной оптики.
11. **Оптические явления в природе.** Рефракция света. Миражи. Радуга. Венцы. Гало. Мерцание.



*Начало*

*Содержание*



*Страница 265 из 274*

*Назад*

*На весь экран*

*Закреть*

## Тематический план

Глава	Количество аудиторных часов		
	Лекции	Практические занятия	Лабораторные занятия
<b>Введение</b>	2		
<b>Фотометрия</b>	4	4	6
<b>Геометрическая оптика</b>	10	8	8
<b>Интерференция света</b>	8	8	8
<b>Дифракция света</b>	8	8	6
<b>Поляризация света</b>	4	4	4
<b>Дисперсия света</b>	2	2	4
<b>Поглощение света</b>	2		
<b>Рассеяние света</b>	2	2	
<b>Скорость света</b>	6	2	2
<b>Оптические явления в природе</b>	2		



Начало

Содержание



Страница 266 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

## ОТВЕТЫ К ЗАДАЧАМ

1.5  $E_0 \approx 1$  кВ/м,  $H_0 \approx 2,7$  А/м.      1.6  $0,19\vec{e}_z$  А/м.)      1.7 1,4 кВ/м 1.9 -50 м

1.10  $3,7 \cdot 10^{-23}$  кг/(м<sup>2</sup> с)

2.1 а) 9 и 714 мВт; б) 1,94 лм      2.2 2,91 мВт и 8,37 мВт      2.3  $E_0 = 0,393$  В/м

2.5 35,8 кД      2.6 450 кД      2.7 545 м      2.8 10,2 лк      2.9 увеличится в 1,12 раза

2.10  $I(\theta) = I_0 / \cos^3 \theta$   $\Phi = 78,5$  лм      2.11  $1/\sqrt{2}$  м

3.1  $2\pi B_0/3$       3.2  $R = 4 \cdot 10^4$  лм/м<sup>2</sup>,  $B = 1,27 \cdot 10^4$  кД/м<sup>2</sup>      3.3  $E = \pi B$       3.5 700

лм/м<sup>2</sup>, на 10% меньше      3.6 а) 0,95 лк; б) 0,54 лк      3.7  $83 \cdot 10^{-3}$       3.8 4,5% 3.9

$1,7 \cdot 10^6$  кД/м<sup>2</sup>

4.1  $D \ll 5$  мм      4.3 41°      4.4  $2,021 \cdot 10^8$  м/с      4.5 11,3 см      4.8 6°2'      4.9 30,6°

5.3 20 см, 3 см      5.4  $a_2 = -15$  см,  $h_2 = 1$  см      5.5 1,2 м;  $10^4$  кД/м<sup>2</sup>

5.6 диаметр изображения 56 мм      5.7 увеличится в 10 раз

6.1  $n = 1,333$       6.2 3 м      6.3 1) 0,188 м; 2) 0,30 м; 3) 0,75 м; 4) -0,188 м;

5) -0,30 м; 6) -0,75 м      6.4  $f = 13$  см      6.5  $n = 1,6$       6.6 а) 20 см; б) 20 см

6.7 в  $6,6 \cdot 10^2$  раз      6.8 а)  $4 \cdot 10^3$  лк и  $1,04 \cdot 10^5$  лк; б)  $5,1 \cdot 10^4$  лк и  $1,51 \cdot 10^5$  лк

6.9  $a_1 = -90$  см,  $a_2 = 180$  см;  $a_1 = -30$  см,  $a_2 = -60$  см.      6.10  $V = -0,5$ ,  $U = 0,25$

7.1 - 40 см      7.2  $x = 1,8$  см      7.3 25 см      7.4 3 см      7.5  $l_1 = -2,5$  см,  $l_2 = -10/3$  см

7.6 7      7.8 60 дптр      7.9 20 см      7.10 125      7.11 562,5      7.12 5

7.13 0,3 м      7.14 1,1 лк

8.4 2 мм      8.5  $n = 1,5$       8.6  $\lambda = 600$  нм      8.7 1,65 мм      8.8  $6,4 \cdot 10^{-7}$  м

8.9 0,325 мм      8.10 а) 0,385; б) 0,99995      8.11  $D = 0,03$  мм



Начало

Содержание



Страница 267 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

**9.2**  $2 \cdot 10^2$     **9.3** 4 мкм    **9.4** 1,333    **9.6** 54 см    **9.7** 560 нм    **9.8** а) 0,94 мм;  
б)  $5,46 \cdot 10^4$ ; в) 51,3 м, 1,49 см    **9.9** 0,46 пм

**10.1**  $\lambda_{min} = 500$  нм,  $\lambda_{max} = 375$  и 750 нм    **10.2**  $0,14(2m+1) \cdot 10^{-6}$ ,  $m=0,1,2,\dots$

**10.4** 27,3 мкм    **10.5** 1,000607    **10.6** 1,000297    **10.7** 6,02    **10.8**  $10^5$     **10.9** 55

**11.2** а) 1,41 см; б) 1 см    **11.3** 1,16 мм    **11.4** а)  $I \approx (1 - \varphi/2\pi)^2 I_0$ , б)  $I \approx (1 + \varphi/2\pi)^2 I_0$

**11.5** 1,2 м    **11.6** а)  $h=1,2(m+3/8)$  мкм, б)  $h=1,2(m+7/8)$  мкм, в)  $h=1,2m$  или  $1,2(m+3/4)$  мкм,  $m=0,1,2,\dots$     **11.7** а)  $h=0,6(2m+1)$  мкм, б)  $h=0,3(2m+1)$  мкм,  $m=0,1,2,\dots$

**11.8**  $\sqrt{b\lambda}$ ,  $(\sqrt{2}-1)\sqrt{b\lambda}$ ,  $(\sqrt{3}-\sqrt{2})\sqrt{b\lambda}$ .    **11.9**  $a = 10$  м,  $b = 20$  м

**12.3** 5 см    **12.4** 0,047; 0,017    **12.6** на Луне около 40 м, на Солнце около 20 км

**12.7** В 10 раз    **12.8**  $2Ln \cdot \sin(\alpha)/d_{зр} = 350$     **12.9** 1,4 мкм

**13.2**  $\gamma = 0,06''$     **13.3**  $7'$     **13.4** 2,8 мкм    **13.5**  $0,34^\circ$     **13.6** 42,2 см

**13.7** а)  $d=0,05$  мм; б)  $l = 6$  см    **13.8** 155 пм    **13.9** 281 пм

**14.1** 0,12    **14.2** 0,33    **14.3** 0,8    **14.4** а) 0,02; б) 0,584    **14.5** 28 %

**14.6**  $\rho = 0,083$     **14.7** -4,44%    **14.8** 83%

**15.2**  $\lambda = 0,58$ , 0,55 и 0,51    **15.3** 4    **15.4** 1,09 кН    **15.5** 10,66 кВ

**15.6**  $2,23 \cdot 10^{-2} \text{ м}^{-1} \text{ Тл}^{-2}$     **15.7** 1,68 м    **15.8** 4,14 мм    **15.9**  $2,86 \cdot 10^6$

**16.1** 1,73;  $1,85 \cdot 10^8$  м/с    **16.2** а)  $u = 3v/2$ ; б)  $u=2v$     **16.3**  $303 \cdot 10^3$  км/с

**16.4**  $41''$     **16.5** 12,7 об/с    **16.6** 529 об/с    **16.7**  $299792456,2 \pm 1,1$  м/с



Начало

Содержание



Страница 268 из 274

Назад

На весь экран

Заккрыть

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ландсберг, Д.В. Оптика / Г.С. Ландсберг. - М. : Физматлит, 2003. - 848 с.
2. Сивухин, Д.В. Общий курс физики : в 4 т. / Д.В. Сивухин. – М. : Наука, 1980. – Т. 4. Ч.
3. Савельев, И.В. Курс общей физики: в 3 т./ И.В. Савельев. – М. : Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1987. – Т.3 – 320 с.
4. Гершензон Е.М., Малов Н.Н., Мансуров А.Н. Оптика и атомная "Физика"– М. : Наука, 2000.
5. И.Е.Иродов ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ. ОСНОВНЫЕ ЗАКОНЫ– М. : Наука, 1999.



Начало

Содержание



Страница 269 из 274

Назад

На весь экран

Закреть

# СОДЕРЖАНИЕ

Введение . . . . .	3
<b>Лекции по оптике</b>	<b>6</b>
Глава 1. Введение в оптику. . . . .	6
§1.1 Предмет оптики. Основные этапы развития оптики. Электромагнитная и квантовая теории света. Волновые и корпускулярные свойства света . . . . .	6
Глава 2. Фотометрия. . . . .	10
§2.1 Источники и приемники света. . . . .	10
§2.2 Основные фотометрические величины и единицы их измерения. Функция видности. Механический эквивалент света. Фотометры. . . . .	14
Глава 3. Геометрическая оптика . . . . .	18
§3.1 Основные понятия и законы геометрической оптики. Принцип Ферма. . . . .	18
§3.2 Понятие оптического изображения. Отражение и преломление света на плоской границе раздела двух сред. Преломление света на сферической поверхности. Теорема Лагранжа–Гельмгольца. . . . .	22
§3.3 Сферические зеркала. Призмы. . . . .	26
§3.4 Тонкие линзы. Оптическая сила линзы. . . . .	29
§3.5 Кардинальные элементы центрированной оптической системы. Сложение центрированных систем. . . . .	33
§3.6 Аберрации оптических систем (сферическая и хроматическая аберрации, аберрация кома, астигматизм, дисторсия, кривизна поля изображения). . . . .	37
§3.7 Глаз как оптическая система. Оптические приборы, вооружающие глаз (лупа, микроскоп, телескоп, проекционный аппарат). . . . .	41



Начало

Содержание



Страница 270 из 274

Назад

На весь экран

Заккрыть

§3.8	Фотоаппарат. Проекционные аппараты. Диафрагмы, светосила.	45
Глава 4.	Интерференция света . . . . .	49
§4.1	Интерференция света. Сложение световых волн. Когерентность.	49
§4.2	Методы наблюдения интерференции в оптике: метод Юнга, зеркала Френеля, бипризма Бийе, зеркало Ллойда. Таутохронизм оптических систем. . . . .	53
§4.3	Влияние размеров источника и некогерентности светового пучка на интерференционную картину. Временная и пространственная когерентность. Стоячие волны. . . . .	57
§4.4	Двулучевая интерференция при отражении и преломлении света в тонких пластинках. Полосы равного наклона и равной толщины. . . . .	59
§4.5	Многочувствительная интерференция. Интерферометры. Применение интерференции. . . . .	63
Глава 5.	Дифракция света . . . . .	69
§5.1	Дифракция света. Принцип Гюйгенса–Френеля. Зоны Френеля.	69
§5.2	Дифракция Френеля на круглом отверстии, на круглом экране, на краю полу бесконечного экрана. Спираль Корню. . . . .	73
§5.3	Геометрическая оптика, как предельный случай волновой оптики. Дифракция Фраунгофера на щели и круглом отверстии. Разрешающая способность оптических приборов. . . . .	78
§5.4	Дифракционные решетки. . . . .	83
§5.5	Дифракция света на пространственных решетках. Дифракция рентгеновских лучей на кристаллах. . . . .	88
§5.6	Понятие о голографии. . . . .	92
Глава 6.	Поляризация света. . . . .	96
§6.1	Естественный и поляризованный свет. Поляризаторы и анализаторы. Закон Малюса. . . . .	96



Начало

Содержание



Страница 271 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

§6.2	Поляризация света при отражении и преломлении на границе двух диэлектриков. Закон Брюстера. Формулы Френеля. . . . .	100
§6.3	Распространение света в кристаллах. Двойное лучепреломление. Поляризационные призмы и поляроиды. . .	104
§6.4	Кристаллическая пластинка в четверть и половину волны. Интерференция плоско-поляризованных волн. Кристаллическая пластинка между двумя поляризаторами. . .	108
§6.5	Искусственная оптическая анизотропия. Вращение плоскости поляризации. Эффект Фарадея. . . . .	112
Глава 7.	Дисперсия света. . . . .	116
§7.1	Дисперсия света. Основы электронной теории дисперсии. Призмные спектральные приборы. . . . .	116
Глава 8.	Поглощение света. . . . .	121
§8.1	Поглощение света. Основные понятия. Закон Бугера–Ламберта. Механизм поглощения света диэлектриками и металлами. . . .	121
Глава 9.	Рассеяние света. . . . .	124
§9.1	Рассеяние света. Закон Рэлея. Поляризация рассеянного света. Молекулярное рассеяние света. . . . .	124
Глава 10.	Скорость света. . . . .	126
§10.1	Релятивистские эффекты в оптике. Фазовая и групповая скорости света. Методы измерения скорости света. . . . .	126
§10.2	Опыты Физо и Майкельсона. . . . .	130
§10.3	Эффект Доплера в оптике. Эффект Вавилова-Черенкова. . . .	134
§10.4	Элементы нелинейной оптики . . . . .	139
Глава 11.	Оптические явления в природе . . . . .	145
§11.1	Оптические явления в природе. Рефракция света. Миражи. Радуга. Венцы. Гало. Мерцание. . . . .	145



[Начало](#)

[Содержание](#)



Страница 272 из 274

[Назад](#)

[На весь экран](#)

[Закрыть](#)

## Практические занятия по оптике

154

Тема: ПЛОСКИЕ	МОНОХРОМАТИЧЕСКИЕ	
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ . . . . .		154
Тема: ФОТОМЕТРИЯ . . . . .		156
Тема: ФОТОМЕТРИЯ . . . . .		158
Тема: ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ (ЛУЧЕВАЯ) ОПТИКА. ЗАКОНЫ ОТРАЖЕНИЯ И ПРЕЛОМЛЕНИЯ СВЕТА. ПРИЗМЫ . . . . .		160
Тема: ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ (ЛУЧЕВАЯ) ОПТИКА. СФЕРИЧЕСКИЕ ЗЕРКАЛА. . . . .		162
Тема: ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИКА. ЛИНЗЫ. . . . .		164
Тема: ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИКА. ОПТИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ		167
Тема: ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА . . . . .		169
Тема: ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА . . . . .		172
Тема: ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА, ПРАКТИЧЕСКОЕ ПРИМЕНЕНИЕ		174
Тема: ДИФРАКЦИЯ СВЕТА. ДИФРАКЦИЯ ФРЕНЕЛЯ. . . . .		176
Тема: ДИФРАКЦИЯ ФРАУНГОФЕРА . . . . .		178
Тема: ДИФРАКЦИОННАЯ РЕШЕТКА. ЭЛЕМЕНТЫ ГОЛОГРАФИИ		180
Тема: ПРОХОЖДЕНИЕ СВЕТА ЧЕРЕЗ ИЗОТРОПНЫЕ СРЕДЫ И ГРАНИЦУ ИХ РАЗДЕЛА. ПОЛЯРИЗАТОРЫ . . . . .		182
Тема: ПРОХОЖДЕНИЕ СВЕТА ЧЕРЕЗ ИЗОТРОПНЫЕ СРЕДЫ И ГРАНИЦУ ИХ РАЗДЕЛА. ПОЛЯРИЗАТОРЫ . . . . .		184
Тема: СКОРОСТЬ СВЕТА . . . . .		186
Задания к зачету по дисциплине «Общая физика ( раздел Оптика)» для студентов группы ФИ-3 . . . . .		187
Тестовые задания . . . . .		190
Примерный перечень экзаменационных вопросов . . . . .		191
ПРИЛОЖЕНИЯ . . . . .		193
Портреты учёных . . . . .		196



Начало

Содержание



Страница 273 из 274

Назад

На весь экран

Закрыть

Содержание учебного материала . . . . .	252
Тематический план . . . . .	266
ОТВЕТЫ К ЗАДАЧАМ . . . . .	267
ЛИТЕРАТУРА . . . . .	269



*Начало*

*Содержание*



*Страница 274 из 274*

*Назад*

*На весь экран*

*Закреть*