

**Министерство образования Российской Федерации
Саратовский государственный университет
имени Н. Г. Чернышевского**

«Общая физика»

(Часть 4: Геометрическая и волновая Оптика)

Учебное пособие

Саратов 2014

В учебном пособии в определенном порядке скомпилирован апробированный (очное, заочное и дистанционное обучение) материал по Геометрической и волновой Оптике (часть 4 курса «Общая физика»). Приведены теоретические сведения и даны примеры решения типовых задач.

Учебное пособие предназначено для студентов технических специальностей.

Разработано в соответствии с Государственным стандартом высшей школы.

Рецензенты:

**Кафедра Теоретической и ядерной физики СГУ,
Д.ф.-м.н., профессор А.Г.Лазерсон**

Авторы-составители:

д.ф.-м.н., проф. СГУ Лавкин А.Г.,

д.т.н., проф. СГУ, СГТУ Антонов И.Н.,

вед. инженер , ст. препод. СГУ Мысенко М.Б.

Содержание

Введение

Природа света

Отражение и преломление света. Полное отражение

Дисперсия света. Спектры

Тонкие линзы. Микроскоп

Глаз как оптическая система. Спектральная чувствительность глаза

Основные фотометрические характеристики

Поглощение света. О физиологическом действии света

Интерференция света. Интерферометр

Об интерференции света, отраженного от прозрачных пленок

Дифракция света. Разрешающая способность оптических приборов

САРАТОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ П.А. ЧЕРНЫШЕВСКОГО

**Дифракция от щелей. Дифракционные спектры.
Дифракционная решетка. О рассеянии света в мутной
среде**

**Дифракция рентгеновских лучей. Формула
Вульфа—Брэггов**

О дифракции микрочастиц и волнах де-Бройля

**Поляризация света. Естественный и поляризованный
свет» Поляризация света в турмалине. Поляроиды**

**Двойное лучепреломление. Поляризация света в
исландском шпате. Призма Николя**

**Вращение плоскости колебаний поляризованного света.
Поляриметр**

Приложения

- 1. Практические занятия.**
- 2. Список вопросов к зачету (экзамену) по курсу «Общая физика»**
- 3. Перечень средств обучения.**
- 4. Литература (основная, дополнительная).**

Введение

«Общая физика» представляет собой дисциплину, являющуюся одной из центральных в системе образования студентов технических специальностей в средних и высших учебных заведениях. Главная цель при ее изучении – освоить фундаментальные понятия каждой из областей физики, ориентироваться в их взаимосвязи, приобрести навыки практической

работы – решение задач и выполнение лабораторных работ.

Дисциплина «Общая физика» имеет междисциплинарный характер, активно содействует развитию других научных направлений и осуществляет интерактивную функцию в системе наук. В связи с этим «Общая физика» представляется мощным средством для формирования мировоззрения, а также важнейшим элементом культуры.

В этом курсе изучаются фундаментальные понятия и сложность этого курса заключается в том, что многие разделы достаточно сложны и требуют математической подготовки.

В курсе по дисциплине «Общая физика» изучаемый материал распределен на модули, модули разделены на отдельные занятия. Освоение материала контролируется практическими работами и контрольными вопросами.

Требования к знаниям

В итоге изучения курса студент должен знать:

Определения основных физических величин.

Формулировки основных законов физики

О взаимосвязи между различными разделами физики.

О фундаментальных физических экспериментах, послуживших обоснованию физических законов.

Об основных технических применениях достижений физики.

О проявлениях физических законов в различных природных явлениях

О взаимосвязи физики с другими естественными науками.

О принципе относительности.

О принципе дополнительности.

Требования к умениям

Студент должен уметь:

Использовать физические величины при формулировке физических законов, находить их размерности.

Правильно применять физические законы при решении задач физики.

Давать научную трактовку результатам, полученным в лабораторном физическом эксперименте.

Объяснять наблюдаемые природные явления на основе физических законов.

Применять принцип относительности.

Формулировать положения о корпускулярно – волновом дуализме материальных частиц.

Природа света

Оптика — раздел физики, в котором изучаются вопрос о природе света, закономерности световых явлений и процессы взаимодействия света с веществом.

Представление о природе света претерпело весьма существенное изменение. Сформировались две принципиально различные теории о природе света: *корпускулярная теория* и *волновая теория*. Согласно корпускулярной теории, свет - поток материальных частиц (*корпускул*), летящих с большой скоростью от источника света. Согласно волновой теории, свет представляет собой волну, исходящую от источника света и распространяющуюся с большой скоростью в «мировом эфире» — неподвижной упругой среде, непрерывно заполняющей всю Вселенную. Обе теории удовлетворительно объясняли закономерности, присущие некоторым световым явлениям, например законы отражения и преломления света. Однако такие явления, как интерференция, дифракция и поляризация света, не укладывались в рамки этих теорий.

Подавляющее большинство физиков отдавало предпочтение корпускулярной теории света. Однако, и волновая теория была в значительной мере развита и усовершенствована. В ее основу лег *принцип Гюйгенса — Френеля*, с которым мы ознакомились при изучении «Колебаний и волн». Волновая теория успешно объяснила почти все известные в то время световые явления, в том числе

интерференцию, дифракцию и поляризацию света, в связи с чем эта теория получила всеобщее признание,.

Слабым местом волновой теории являлся гипотетический «мировой эфир», реальность существования которого оставалась весьма сомнительной. Однако, разрабатывалась теория единого электромагнитного поля и необходимость в «мировом эфире» как особом носителе световых волн отпала: выяснилось, что свет представляет собой электромагнитные волны и, следовательно, их носителем является электромагнитное поле. Видимому свету соответствуют электромагнитные волны длиной от 0,77 до 0,38 мкм, создаваемые колебаниями зарядов, входящих в состав атомов и молекул. Таким образом, волновая теория о природе света эволюционировала в электромагнитную теорию света.

Одним из важнейших экспериментальных доказательств справедливости электромагнитной теории света послужили опыты Физо, Фуко и Майкельсона: экспериментальное значение скорости распространения света совпало с теоретическим значением скорости распространения электромагнитных волн, полученным из электромагнитной теории Максвелла. Другим не менее важным подтверждением электромагнитной теории явились опыты П. Н. Лебедева: измеренное им световое давление на твердые тела оказалось равным давлению электромагнитных волн, рассчитанному на основе теории Максвелла.

Представление о волновой (электромагнитной) природе света оставалось незыблемым. Однако, накопился достаточно обширный материал, не согласующийся с этим представлением и даже противоречащий ему. Изучение данных о спектрах свечения химических элементов, о распределении энергии в спектре теплового излучения черного тела, о фотоэлектрическом эффекте и некоторых других явлениях привело к необходимости предположить, что излучение, распространение и поглощение электромагнитной энергии носит *дискретный* (прерывистый) характер, т. е. свет испускается, распространяется и поглощается не непрерывно (как это следовало из волновой теории), а *порциями* {квантами). Исходя из этого предположения создавалась квантовая теория электромагнитных процессов, разработана *квантовая теория света*, согласно которой свет представляет собой поток *световых частиц* — *фотонов*. Таким образом, возникла новая теория о природе света — *квантовая теория*, аналог (в известном смысле) корпускулярной теории. Однако, фотоны существенно (качественно) отличаются от обычных материальных частиц: все фотоны движутся со скоростью, равной скорости света, обладая при этом *конечной* массой («масса покоя» фотона равна нулю).

Важную роль в развитии квантовой теории света сыграли выполненные теоретические исследования атомных и молекулярных спектров. По современным воззрениям, *свет* — *сложный электромагнитный процесс, обладающий как волновыми, так и корпускулярными свойствами*. В некоторых явлениях

(интерференция, дифракция, поляризация света) обнаруживаются волновые свойства света; эти явления описываются волновой теорией. В других явлениях (фотоэффект, люминесценция, атомные и молекулярные спектры) обнаруживаются корпускулярные свойства света; такие явления описываются квантовой теорией. Таким образом, волновая (электромагнитная) и корпускулярная (квантовая) теория не отвергают, а дополняют друг друга, отражая тем самым *двойственный характер свойств света*. Здесь мы встречаемся с наглядным примером диалектического единства противоположностей: свет является и волной и частицей. Уместно подчеркнуть, что подобный дуализм присущ не только свету, но и микрочастицам вещества, например, как уже отмечалось, электрон, рассматриваемый обычно как частица, в некоторых явлениях обнаруживает себя в качестве волны.

Физика стремится создать *единую* теорию о природе света, отражающую двойственный корпускулярно-волновой характер света; разработка такой единой теории пока еще не завершена.

В данном курсе рассматриваются корпускулярные (квантовые) свойства света — в их связи с вопросом о строении атома. При описании волновых свойств света мы будем пользоваться принципом Гюйгенса — Френеля и общими понятиями и характеристиками волнового процесса, введенными в первой части курса (такими, как *фронт* световой волны, *когерентные источники* света, *световой луч*, *частота* света, *длина световой волны* и т. д.).

Отражение и преломление света. Полное отражение

Опыт и теория показывают, что в различных прозрачных средах свет распространяется с различными скоростями, меньшими скорости света в вакууме. Среда, во всех точках которой скорость распространения света одинакова, называется *оптически однородной средой*. Рассмотрим, исходя из волновой теории, явления отражения и преломления *монохроматического света* на плоской границе раздела двух различных оптически однородных сред. Пусть плоский фронт световой волны OA падает на границу раздела двух сред, скорости света в которых равны c_1 и $c_2 < c_1$ (см. рис.). Связанные с этим фронтом световые лучи 1 и 2 составляют с нормалью к границе раздела угол α (угол падения). На границе раздела двух сред свет частично отражается (лучи 3 и 4), а частично проходит (преломляется) во вторую среду (лучи 5 и 6). Применяя принцип Гюйгенса — Френеля, построим фронты отраженной и преломленной волн. В точку B свет приходит позднее, чем в точку O , на время

$$t = \frac{AB}{c_1}.$$

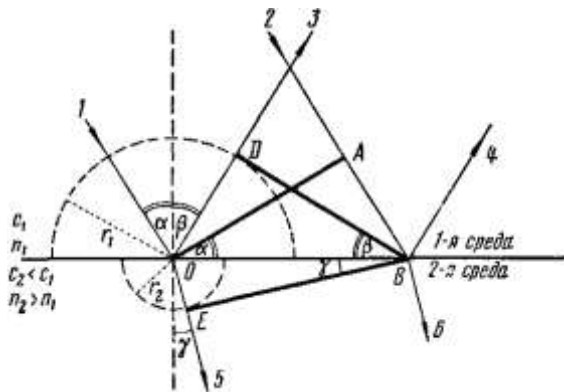
За это время из точки O (как из вторичного источника света) в первой среде успевает распространиться полусферическая волна радиусом

$$r_1 = c_1 t = \frac{AB}{c_1} c_1 = AB,$$

а во второй среде полусферическая волна радиусом

$$r_2 = c_2 t = \frac{c_2}{c_1} AB.$$

От всех остальных точек границы OB (кроме самой точки B) также распространяются вторичные полусферические волны, радиусы которых окажутся убывающими в направлении от O к B (эти вторичные волны на рисунке не показаны). Огибающая всех волновых полусфер первой среды даст фронт отраженной волны BD , а огибающая всех полусфер второй среды — фронт преломленной волны BE .



На рис. видно, что $\triangle OAB = \triangle BDO$ (как прямоугольные, имеющие общую гипотенузу и по одному одинаковому катету: $OD = r = AB$). Поэтому $\sphericalangle AOB = \sphericalangle DBO$. Но $\sphericalangle AOB = \alpha$, а $\sphericalangle DBO = \beta$ (как углы со взаимно перпендикулярными сторонами), следовательно,

$$\alpha = \beta,$$

где угол β называется *углом отражения*.

Это соотношение выражает закон *отражения света*: *падающий и отраженный лучи лежат в одной плоскости с перпендикуляром, проведенным к границе раздела сред в точке падения; угол падения равен углу отражения.*

Если отражающая поверхность является не зеркально гладкой, а шероховатой, то свет отражается от нее по всевозможным направлениям; такое отражение называется *диффузным*. В реальных условиях отражение бывает всегда в большей или меньшей мере диффузным.

Возвращаясь к рис., учтем, что

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{c_1}{c_2} = \frac{AB}{OE}, \quad AB = OB \cdot \sin \alpha, \quad OE = OB \cdot \sin \gamma.$$

Тогда получим

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = \frac{c_1}{c_2},$$

где угол γ называется *углом преломления*. Это соотношение выражает *закон преломления света*:

падающий и преломленный лучи лежат в одной плоскости с перпендикуляром к границе раздела сред, проведенным в точке падения; отношение синуса угла падения к синусу угла преломления равно отношению скорости света в первой среде к скорости света во второй среде.

Из этой формулы следует, что при $\alpha=0$ будет и $\gamma=0$, т. е. луч, падающий нормально на границу раздела сред, не преломляется.

Обозначим

$$c_1 = \frac{c}{n_1} \quad \text{и} \quad c_2 = \frac{c}{n_2},$$

где c — скорость света в вакууме, а n_1 и n_2 — безразмерные величины, называемые *абсолютными показателями преломления* первой и второй сред. Абсолютный показатель преломления (или просто показатель преломления) является важной оптической характеристикой среды: он показывает, во сколько раз скорость света в данной среде меньше скорости света в вакууме. Очевидно, что абсолютный

Вещество	Показатель преломления
Воздух	1,0003
Вода	1,333
Спирт (этиловый)	1,362
Стекло (крон)	1,515
Стекло (флинт)	1,752
Алмаз	2,420

показатель преломления вакуума равен единице.

Значения показателей преломления некоторых веществ для монохроматического желтого света с длиной волны 0,589 мкм приведены в таблице.

Учитывая, что показатели преломления двух сред обратно пропорциональны скоростям распространения света в этих средах, можно записать закон преломления в виде

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = \frac{c_1}{c_2} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21},$$

где $n_{21} = n_1/n_2$ называется *относительным показателем преломления второй среды относительно первой*.

Из двух сред, имеющих различные показатели преломления, среда с меньшим показателем называется *оптически менее плотной*, а среда с большим показателем — *оптически более плотной*.

В соответствии с определением, данным в начале этого параграфа, можно сказать, что *оптически однородной* является среда, во всех точках которой оптическая плотность (показатель преломления) одинакова.

Земная атмосфера является *оптически неоднородной* средой: ее показатель преломления непрерывно уменьшается по мере увеличения высоты над земной поверхностью. Благодаря этому световой луч, идущий в атмосфере, проходит как бы через множество тонких параллельных (друг другу и земной поверхности) слоев, показатель преломления

которых уменьшается с увеличением высоты слоя. На границе раздела каждой пары таких слоев происходит преломление луча по закону преломления. В результате луч света в атмосфере искривляется, оказываясь обращенным *выпуклостью вверх* (от Земли). Это явление называется *рефракцией света в атмосфере*.

Рефракция света в атмосфере дает возможность видеть объекты, которые фактически (геометрически) находятся уже под горизонтом места наблюдения. Чем сильнее рефракция, тем более удаленные за горизонт объекты представляется возможным наблюдать.

Если свет проходит из оптически более плотной среды (с показателем преломления n_1) в оптически менее плотную среду (с показателем n_2), например, из стекла в воду, то угол падения α будет меньше угла преломления γ (см. рис.). Поэтому, при некотором угле падения ($\alpha=A$) угол преломления окажется равным 90° , т. е. преломленный луч будет скользить вдоль границы раздела сред, не входя во вторую среду. Угол A называется *предельным углом падения*. При $\alpha>A$ свет полностью отражается в первую среду. Это явление носит название *полного отражения света*:

$$\frac{\sin A}{\sin 90^\circ} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}$$

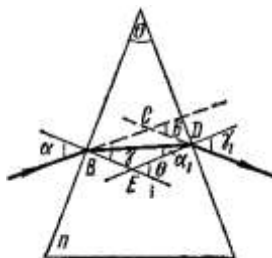
Откуда - $\sin A = n_{21}$

Исходя из этих соотношений можно определять относительный показатель преломления двух сред (по измеренному значению угла A), а также абсолютный показатель преломления одной из сред, если показатель другой среды известен. Оптический прибор, служащий для этой цели и основанный на явлении полного отражения, называется *рефрактометром*.

Явление полного отражения нашло техническое применение. Речь идет о *волоконной оптике*, сущность которой состоит в следующем. Стеклянная нить покрывается слоем оптически *менее* плотного вещества. Луч света, падающий на торец такой нити, *проходит через всю нить* (испытывая многократные полные отражения от ее боковой поверхности) и выходит через другой ее торец *независимо от того, каким образом изогнута нить*. Жгут, составленный из множества таких нитей, образует *светопровод*, позволяющий как угодно искривлять путь светового пучка. Если перед торцом светопровода поместить освещенный объект, то на другом торце светопровода проявится точное его изображение. Причем сам светопровод может быть произвольным образом изогнут, даже завязан в узел. Светопроводы используются для изготовления гибких перископов (зондов), с помощью которых можно рассматривать объекты, недоступные непосредственному наблюдению (например, внутреннюю поверхность цилиндра автомобильного двигателя и т. п.).

Во многих оптических приборах (поляриметр, рефрактометр, спектрометр и др.) для преломления

света используются стеклянные призмы. На рис. показан ход луча монохроматического света в призме.



После двукратного преломления (на левой и на правой гранях призмы) луч оказывается отклоненным от первоначального направления на угол β , называемый *углом отклонения*. Угол θ , заключенный между преломляющими гранями, носит название *преломляющего угла призмы*.

Угол отклонения β зависит от преломляющего угла β и показателя преломления призмы n . Эта зависимость легко устанавливается для призмы с малым преломляющим углом (тонкой призмы) в случаях малого угла падения α . Исходя из закона преломления и принимая показатель преломления воздуха равным единице, можем написать

$$\sin \alpha = n \sin \gamma$$

и

$$n \sin \alpha_1 = \sin \gamma_1.$$

При малых α будут также малы γ , α_1 и γ_1 . Поэтому, в последних равенствах синусы углов можно заменить самими углами:

$$n \alpha_1 = \gamma_1.$$

$$\alpha = n \gamma.$$

На основании теоремы о внешнем угле треугольника следует, что

$$\Theta = \gamma + \alpha_1.$$

На том же основании находим

$$\delta = (\alpha - \gamma) + (\gamma_1 - \alpha_1).$$

Подставляя выражения α и γ_1 , получим после простых преобразований

$$\delta = (n - 1) \Theta.$$

Отметим, что угол δ принимает минимальное значение в случае симметричного хода луча (т. е. когда $\alpha = \gamma_1$ и луч BD параллелен основанию призмы).

Дисперсия света. Спектры

Значение показателя преломления среды определяется в основном свойствами этой среды;

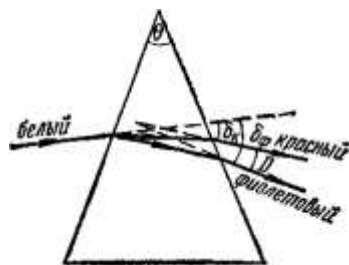
однако в некоторой мере n зависит еще от длины волны (от частоты) света, так как световые волны различной длины распространяются в данной среде с различной скоростью. Поэтому, одна и та же среда по-разному преломляет различные монохроматические лучи.

Зависимость показателя преломления среды от длины волны света носит название *дисперсии света*. В более широком смысле дисперсией света называют разложение света в спектр, происходящее при его преломлении, интерференции или дифракции.

Дисперсия называется *нормальной*, если показатель преломления возрастает с уменьшением длины световой волны. В противном случае дисперсия называется *аномальной*. Бесцветные прозрачные среды (т. е. среды, слабо поглощающие свет) обладают нормальной дисперсией; они наиболее сильно преломляют фиолетовые (коротковолновые) лучи. У окрашенных сред может иметь место аномальная дисперсия.

Благодаря дисперсии луч белого света, проходящий через преломляющую среду, оказывается разложенным на различные монохроматические лучи. Попадая на экран, эти лучи образуют *дисперсионный спектр* — совокупность разноцветных полос.

Наиболее отчетливо дисперсионный спектр обнаруживается при преломлении света в веществе, имеющем клинообразную форму, например в призме. На рис. показан случай



дисперсии света в стеклянной призме. Так как стекло обладает нормальной дисперсией, то угол отклонения для фиолетового луча ($\delta_{\text{ф}}$) больше, чем для красного ($\delta_{\text{к}}$).

Угол D между лучами, соответствующими крайним цветам дисперсионного спектра, называется *углом дисперсии*; от него зависит ширина спектра. Из рис. следует, что

$$D = \delta_{\text{ф}} - \delta_{\text{к}} = (n_{\text{ф}} - n_{\text{к}}) \Theta,$$

где $n_{\text{ф}}$ и $n_{\text{к}}$ — показатели преломления призмы для фиолетового и красного цвета. Разность $n_{\text{ф}} - n_{\text{к}}$ обычно служит количественной характеристикой дисперсии вещества. Вообще же мерой дисперсии является отношение изменения показателя преломления Δn к соответствующему изменению длины световой волны $\Delta \lambda$, т. е. величина $\Delta n / \Delta \lambda$.

Призмы применяются в спектрометрах и спектрографах для получения дисперсионных спектров.

Внешний вид спектров может быть весьма разнообразным в зависимости от свойств источника света. Различают три основных типа спектров: *сплошные, линейчатые и полосатые*.

В сплошном спектре представлены все цвета (длины волн), причем переход от одного цвета к другому совершается постепенно (непрерывно).

Линейчатый спектр состоит из ряда резко очерченных цветных линий, отделенных друг от друга широкими темными промежутками. Каждой

линии соответствует одна определенная длина световой волны.

Полосатый спектр состоит из большого числа линий, расположенных отдельными группами. В каждой такой группе линии настолько сближены, что при наблюдении в прибор с небольшой разрешающей способностью вся группа представляется в виде отдельной полосы. Таким образом, каждой полосе спектра соответствует некоторый интервал длин световых волн.

Линейчатые спектры излучаются *отдельными* (не взаимодействующими друг с другом) возбужденными атомами. Излучение обусловлено переходами связанных электронов на более низкие энергетические уровни (орбиты).

Полосатые спектры излучаются *отдельными* возбужденными молекулами. Излучение вызвано как электронными переходами в атомах, так и колебательными движениями самих атомов в молекуле.

Сплошные спектры излучаются совокупностями многих *взаимодействующих между собой* молекулярных и атомных ионов. Основную роль в излучении играет хаотическое движение этих частиц (колебательное и вращательное), обусловленное высокой температурой.

Из сказанного следует, что раскаленные твердые и жидкие вещества и сжатые газы дают сплошной спектр излучения. Для разреженных газов (атомы и молекулы которых возбуждены, например, нагреванием или электрическим разрядом) характерны линейчатые и полосатые спектры.

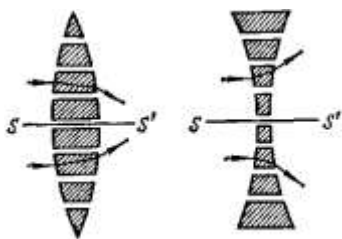
Причем газы, состоящие из многоатомных молекул (кислород, углекислый газ, водяной пар и т. д.), дают полосатый спектр, а одноатомные газы (инертные газы, пары металлов, диссоциированные многоатомные газы) — линейчатый спектр.

Для каждого химического элемента (находящегося в состоянии разреженного газа или пара) характерен *вполне определенный* спектр излучения (по числу спектральных линий, их цвету и взаимному расположению). На этом основан спектральный метод определения химического состава веществ (*спектральный анализ*).

Если свет от источника, дающего сплошной спектр, предварительно пропущен через разреженный газ (или пар), то на спектре появляются черные линии (или полосы), которые соответствуют линиям (или полосам) спектра излучения данного газа. Такого рода спектр, называемый *спектром поглощения*, обусловлен тем, что, согласно *закону Кирхгофа*, газы поглощают *точно те линии спектра, которые они сами излучают*. Примером спектра поглощения может служить спектр поглощения солнечной атмосферы (фотосферы): на сплошном спектре излучения Солнца отчетливо видны черные линии поглощения, называемые *фраунгоферовыми линиями*.

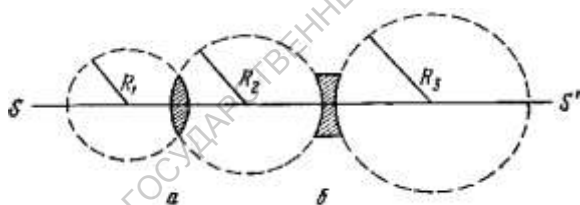
Исследование спектров имеет очень большое значение для выяснения процессов, происходящих в атомах и молекулах, и познания структуры вещества.

Более подробно вопрос о спектрах, в частности механизм их образования рассмотрен далее на основе квантовых представлений о природе света.



Тонкие линзы. Микроскоп

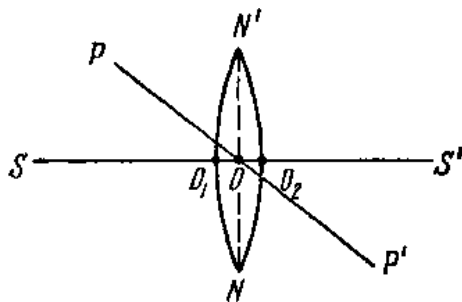
Для изменения направления световых лучей в оптических приборах широко используются *линзы*. Линза - прозрачное (чаще всего стеклянное) тело, ограниченное двумя криволинейными (обычно сферическими) поверхностями или одной криволинейной и одной плоской поверхностью. На рис. изображены поперечные сечения двояковыпуклой (а) и двояковогнутой (б) сферических линз (R_1 , R_2 и R_3 — радиусы сфер).



Прямая SS' , проходящая через центры кривизны поверхностей, образующих линзу, называется *главной оптической осью* (или просто осью) линзы.

Мы будем рассматривать только *тонкие линзы*, толщина которых пренебрежимо мала по сравнению с радиусами кривизны линзы. У тонкой линзы имеется точка O , обладающая тем свойством, что

проходящие через нее лучи практически не преломляются линзой.



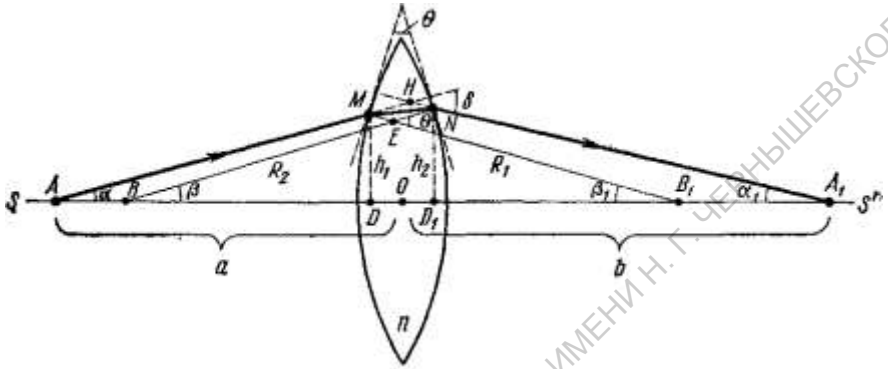
Эту точку называют *оптическим центром линзы*; она лежит на пересечении главной оптической оси со средним сечением NN' линзы. Любая прямая PP' проходящая под углом к главной оптической оси через оптический центр линзы, называется *побочной оптической осью*. Луч, идущий вдоль оптической оси (главной или побочной), носит название *центрального луча*.

Линзу можно представить как совокупность множества *призм* (рис.). Тогда становится очевидным, что выпуклая линза отклоняет лучи к оптической оси, а вогнутая — от оптической оси. Поэтому выпуклая линза называется *собирающей*, а вогнутая — *рассеивающей*.

Покажем, что лучи, исходящие из некоторой точки A , лежащей на оптической оси, под небольшими углами α к этой оси, собираются линзой в одну точку A_1 и расположенную также на оптической оси и называемую *изображением точки A* (см. рис.).

Построим плоскости, касательные к поверхностям линзы в точках M и N (т. е. в местах падения луча на

линзу и выхода его из линзы), и проведем в эти точки радиусы R_1 и R_2 кривизны линзы. Тогда луч $AMNA_1$ можно будет рассматривать как луч, преломленный в тонкой призме с преломляющим углом θ



Учитывая малость углов α, β (α_1, β_1) и толщины линзы, можно написать приближенные равенства:

$$\left. \begin{aligned} \alpha &\approx \operatorname{tg} \alpha = \frac{h_1}{AD} \approx \frac{h_1}{a}, & \alpha_1 &\approx \operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{h_2}{A_1D_1} \approx \frac{h_2}{b}, \\ \beta &\approx \sin \beta \approx \frac{h_1}{R_2}, & \beta_1 &\approx \sin \beta_1 = \frac{h_2}{R_1}, \end{aligned} \right\}$$

где h_1 — высота (над оптической осью) точки M падения луча на линзу, h_2 — высота точки N выхода луча из линзы, a и b — соответственно расстояния от источника света A , и от его изображения A_1 до оптического центра линзы. Из треугольников ANA_1 и VEB_1 следует, что $\delta = \alpha + \alpha_1$ и $\theta = \beta + \beta_1$.

Тогда получим

$$h_1 \approx h_2, \quad AD \approx a, \quad A_1D_1 \approx b,$$

$$\delta = \frac{h_1}{a} + \frac{h_1}{b} u \Theta = \frac{h_1}{R_2} + \frac{h_2}{R_1},$$

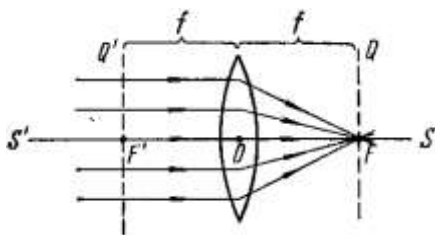
но $\delta = (n-1)\Theta$.

Поэтому,

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = (n-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right).$$

Это соотношение называется *формулой линзы*. В формулу не входит высота h_1 . Это означает, что расстояние b не зависит от местоположения точки M , т. е. что *все лучи, исходящие из точки A , соберутся после преломления различными частями линзы в одной точке A_1* .

Если точка A находится бесконечно далеко от линзы ($a = \infty$), т. е., если лучи падают на линзу параллельно главной оптической оси (см. рис.), то



$$\frac{1}{b} = (n-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right).$$

Соответствующее расстояние $b = OF = f$ называется **фокусным расстоянием линзы**:

$$f = \frac{R_1 R_2}{(n-1)(R_1 + R_2)}.$$

Оно зависит только от показателя преломления и радиусов кривизны линзы. Точки F' и F , лежащие по обе стороны от линзы на расстоянии, равном фокусному, называются **фокусами линзы** (соответственно **передним и задним**). Таким образом, фокусом линзы называется точка, в которой после преломления собираются все лучи, падающие на линзу параллельно главной оптической оси.

Плоскости Q' и Q , проходящие через фокусы перпендикулярно главной оптической оси, носят название **фокальных плоскостей** линзы.

Можно показать, что лучи, падающие на линзу параллельно побочной оптической оси, сходятся после преломления в точке N , лежащей в фокальной плоскости. Очевидно, что эта точка находится на пересечении центрального луча MN с фокальной плоскостью (рис.).

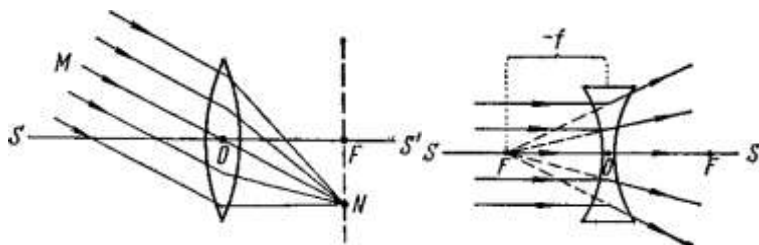
Можно записать формулу линзы в виде

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}.$$

Величина D , обратная фокусному расстоянию f , называется **оптической силой линзы**:

$$D = \frac{1}{f}.$$

Оптическая сила измеряется в *диоптриях*. Диоптрия равна оптической силе линзы с фокусным расстоянием в один метр.



В отличие от собирающей линзы рассеивающая линза имеет *мнимые фокусы*. В мнимом фокусе сходятся (после преломления) воображаемые продолжения лучей, падающих на рассеивающую линзу параллельно главной оптической оси (см. рис.).

Формула линзы остается справедливой и для рассеивающей линзы, только в этом случае расстояния f и b следует считать отрицательными:

$$\frac{1}{a} - \frac{1}{b} = -\frac{1}{f}.$$

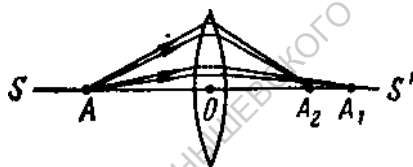
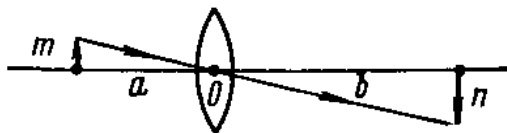
Оптическая сила рассеивающей линзы отрицательна.

Пользуясь формулой линзы, можно определять расстояние b от изображения предмета до линзы, если известны фокусное расстояние и расстояние a от предмета до линзы:

$$b = \frac{af}{a-f}.$$

Линейный размер изображения n определяется по линейному размеру предмета m из очевидного соотношения (рис.)

$$n = m \frac{b}{a} = m \frac{f}{a-f}$$



Отношение

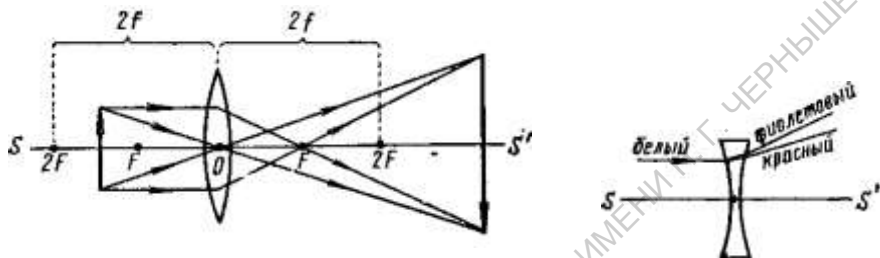
$$y = \frac{n}{m} = \frac{b}{a}$$

называется *линейным увеличением линзы*.

Изображение предмета, даваемое линзой, можно получить непосредственным геометрическим построением, не прибегая к расчету. Для этого достаточно провести от каждой из крайних точек предмета по два луча. Один луч должен быть *параллельным* оптической оси (проходит через фокус после преломления в линзе), другой — *центральный* (не преломляется линзой). Пересечение двух таких лучей дает изображение крайней точки предмета.

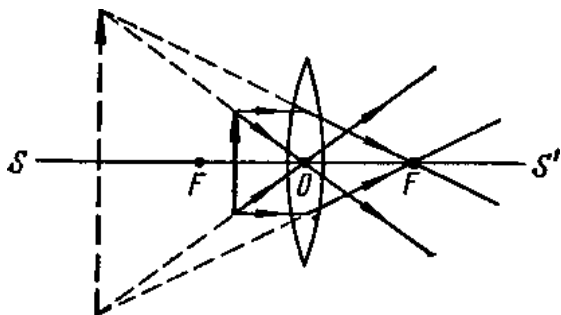
Примеры построения изображений приведены на рисунках. Если предмет помещен между фокусом и двойным фокусом линзы, то изображение получается действительным, увеличенным, перевернутым и находящимся за двойным фокусом линзы.

Если предмет помещен между фокусом и линзой, то изображение оказывается мнимым, увеличенным и прямым. Этот случай соответствует применению линзы в качестве лупы (предмет помещается вблизи переднего фокуса, глаз — в заднем фокусе).

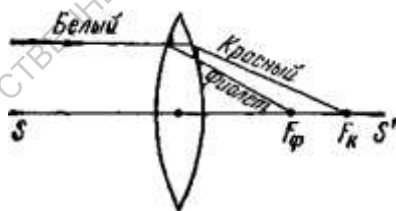


Как было показано при выводе формулы линзы, лучи, исходящие под малыми углами к оптической оси из некоторой точки, лежащей на этой оси, собираются линзой в одну точку. Однако, при большом диаметре линзы часть лучей падает на нее под большими углами к оптической оси (см. рис.).

Такие лучи собираются уже в другой точке A_2 . В результате изображение точки A приобретает вид размытого пятна. Этот недостаток линзы называется *сферической аберрацией*. У выпуклой линзы лучи, падающие на ее края, собираются ближе, чем лучи, падающие на ее центральную часть ($OA_2 < OA_1$);



у вогнутой линзы имеет место обратное явление. Благодаря этому можно создать оптическую систему из соответствующим образом подобранных собирающей и рассеивающей линз, у которой сферическая aberrация почти полностью отсутствует. В некоторых случаях сферическую aberrацию ослабляют путем диафрагмирования краевых лучей. В связи с дисперсией фокусное расстояние линзы для лучей различного цвета



оказывается различным (рис.). Поэтому, при использовании белого или иного немонахроматического света изображение предмета, даваемое линзой, имеет окрашенные края. Этот недостаток линзы называется *хроматической aberrацией*. Собирающая линза приближает к оптической оси сильнее фиолетовые лучи, чем

красные (см. рис.); F_K — фокус для красного луча, P_ϕ — фокус для фиолетового луча), а рассеивающая линза, наоборот, приближает к оптической оси сильнее красные лучи (рис.). Благодаря этому можно создать оптическую систему, не имеющую хроматической aberrации. Такая система (*ахроматическая линза*) состоит из склеенных между собой собирающей и рассеивающей линз, обладающих различной дисперсией.

Была создана безаберрационная оптическая система (*менисковый телеобъектив*), состоящая из вогнутого сферического зеркала и выпукло-вогнутой сферической линзы (мениска). Зеркало и мениск в отдельности обладают большими aberrациями (сферическими), имеющими противоположные знаки; в менисковом телеобъективе эти aberrации полностью компенсируются.

Менисковые оптические системы с большим успехом применяются в телескопах (менисковый телескоп), фотоаппаратах и других оптических приборах.

Для значительного увеличения малых объектов применяется микроскоп — оптическая система, состоящая в простейшем случае из короткофокусной собирающей линзы (объектива) O_1 с фокусным расстоянием $I_{об}$ и длиннофокусной собирающей линзы (окуляра) O_2 с фокусным расстоянием $I_{ок}$ (рис.). Предмет $A B$ помещается на расстоянии, немного большем $I_{об}$, от объектива. Действительное, увеличенное и перевернутое изображение $A'B'$ оказывается на расстоянии, немного меньшем $I_{ок}$, от окуляра; оно рассматривается в окуляр, как в лупу.

В результате получается мнимое, увеличенное и перевернутое (относительно предмета) изображение $A''B''$, находящееся от окуляра на расстоянии L , называемом *расстоянием ясного зрения* (для нормального глаза $L \approx 25$ см). Расстояние l между «внутренними» фокусами объектива и окуляра называется *оптической длиной тубуса* микроскопа (обычно $l = 16$ см).

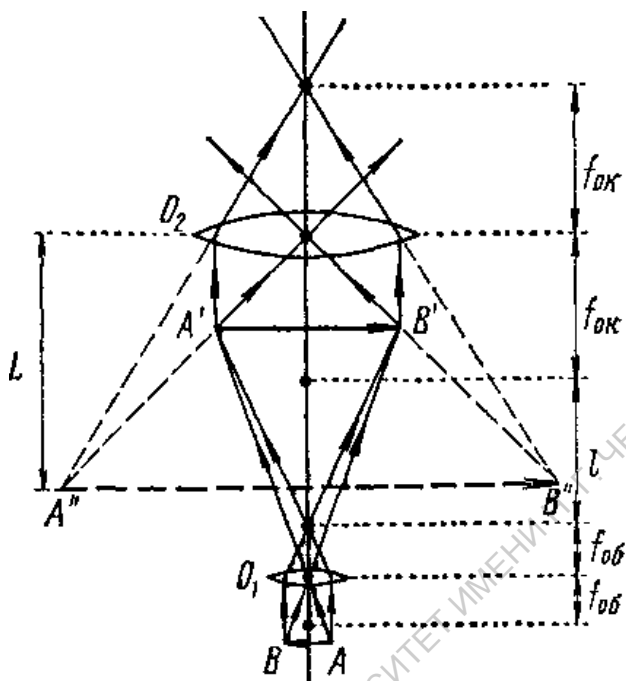
На рисунке сильно преувеличены расстояния от предмета AB до фокуса объектива и от изображения $A'B'$ до фокуса окуляра (кроме того, не соблюдено соотношение расстояний). Учитывая это, получим следующие приближенные выражения увеличений объектива $y_{об}$ и окуляра $y_{ок}$:

$$y_{об} = \frac{l + f_{об}}{f_{об}} \approx \frac{l}{f_{об}} \quad \text{и} \quad y_{ок} \approx \frac{L}{f_{ок}} .$$

Общее увеличение микроскопа равно произведению увеличений объектива и окуляра:

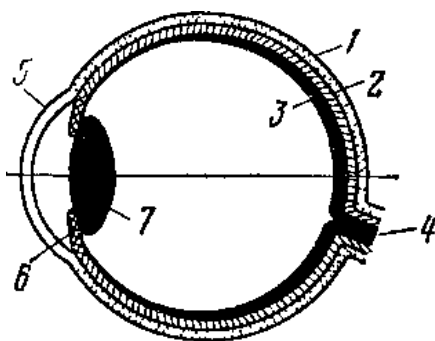
$$N = y_{об} y_{ок} = \frac{l L}{f_{об} f_{ок}} .$$

Практически увеличение микроскопа не может превышать 2500—3000. Это связано с ограниченной разрешающей способностью микроскопа, обусловленной дифракционными явлениями (см. далее).



Глаз как оптическая система. Спектральная чувствительность глаза

Глаз представляет собой довольно сложную оптическую систему, заключенную в защитной белковой оболочке 1 (см. рис.). К белковой оболочке прилегают сосудистая оболочка 2 и сетчатая оболочка (сетчатка) 3, состоящая из мельчайших светочувствительных элементов размером меньше 0,001 см. Эти элементы являются окончаниями нервных волокон зрительного нерва 4, связывающего глаз с головным мозгом.



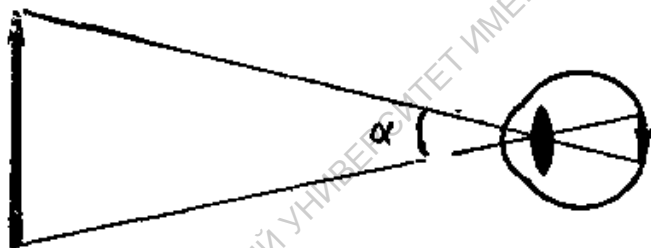
В передней части глаза белковая оболочка переходит в прозрачную *роговую оболочку* (роговица) 5, а сосудистая оболочка — в *радужную оболочку* 6, имеющую посередине отверстие, называемое *зрачком*. Позади зрачка расположен *хрусталик* 7 — прозрачное упругое тело в форме двояковыпуклой линзы. Вся полость глаза заполнена прозрачной жидкостью. У глазной жидкости показатель преломления равен 1,33, у роговицы — 1,38 и у хрусталика — в среднем 1,44.

Изображение предмета, рассматриваемого глазом, помещается на сетчатке; оно является действительным, уменьшенным и *перевернутым* (правильное впечатление о расположении предмета создается благодаря корректирующему действию мозга).

Зрачок глаза играет роль диафрагмы: его диаметр изменяется в соответствии с количеством света, попадающего в глаз. Под действием особой (ресничной) мышцы кривизна поверхностей хрусталика, а следовательно, и его фокусное расстояние могут изменяться. Этим обеспечивается резкость получаемого на сетчатке изображения

предметов, находящихся на различных расстояниях от глаза. Способность глаза приспособлять фокусное расстояние хрусталика к расстоянию до наблюдаемого предмета называется *аккомодацией*.

В ненапряженном состоянии (при расслабленной ресничной мышце) глаз приспособлен к наблюдению далеких предметов, расположенных на расстоянии 8—10 м и более. Аккомодация позволяет получать отчетливое изображение предметов, находящихся на меньших расстояниях, но не меньше *расстояния ясного зрения*, равного, как отмечалось, 25 см.



Размер изображения зависит в конечном счете от величины *угла зрения α* между лучами, идущими в глаз от крайних точек предмета (см. рис.). Наименьший угол зрения, под которым еще можно различать форму предмета, составляет примерно 1 мин, что соответствует рассмотрению отрезка длиной около 0,07 мм, находящегося на расстоянии ясного зрения. При меньших углах зрения все изображение помещается на одном светочувствительном элементе сетчатки и предмет воспринимается как точка.

В связи с существованием *предельного угла зрения* невооруженным глазом нельзя рассматривать как

близкие, но слишком мелкие предметы, так и крупные, но слишком далекие предметы. В этих случаях пользуются оптическими приборами, *увеличивающими угол зрения* (микроскопом — в случае мелких близких объектов и телескопом — в случае крупных далеких объектов).

Наиболее распространенными дефектами глаза являются *близорукость* (изображение предмета получается перед сетчаткой) и *дальнозоркость* (изображение получается за сетчаткой). Эти дефекты исправляются посредством очков с рассеивающими (при близорукости) или собирающими (при дальнозоркости) линзами.

Перейдем к вопросу о чувствительности глаза. Светочувствительные элементы, выстилающие сетчатку, подразделяются на так называемые *палочки* и *колбочки*. Палочки более чувствительны к свету (благодаря им осуществляется сумеречное зрение), но не реагируют на различие в цвете. Колбочки менее чувствительны к свету, но обладают *спектральной чувствительностью*: благодаря им мы различаем цвета.

Глаз чувствителен лишь к очень узкому интервалу длин волн — от 0,77 до 0,38 мкм (видимый свет), причем даже в этом интервале чувствительность глаза к различным длинам волн неодинакова. Наибольшей чувствительностью глаз обладает к длине волны 0,555 мкм, т. е. к *зеленому цвету*. Чувствительность глаза для более длинных и более коротких волн резко снижается, достигая нуля для инфракрасного и ультрафиолетового излучений. Поэтому, несколько источников

монохроматического света, обладающих *одинаковой мощностью*, но испускающих свет *различного цвета*, представляются глазу неодинаково яркими.

Наиболее ярким кажется источник зеленого цвета.

Для того чтобы, например, красный свет ($\lambda = 0,76$ мкм) казался столь же ярким, как зеленый, необходимо, чтобы его мощность в 20 000 раз превышала мощность зеленого света (!).

Отношение мощности W_m монохроматического излучения с длиной волны 0,555 мкм (зеленый свет) к мощности W_λ монохроматического излучения с длиной волны λ , вызывающего ощущение такой же яркости, как излучение зеленого света, называется *функцией видности* (коэффициентом видности излучения с длиной волны λ):

$$V_\lambda = \frac{W_m}{W_\lambda}.$$

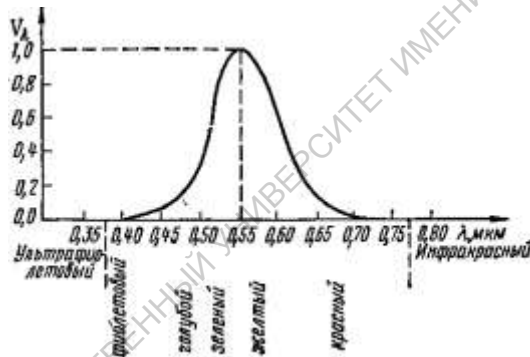
Коэффициент видности служит мерой спектральной чувствительности глаза. Коэффициент видности зеленого света равен единице.

Значения коэффициентов видности были определены путем усреднения результатов многочисленных измерений и утверждены Международной осветительной комиссией. На рис. представлен график спектральной чувствительности глаза: по оси абсцисс отложены значения длин волн λ (в микрометрах), по оси ординат — значения коэффициентов видности V .

Отметим, что в связи с максимальной чувствительностью глаза к зеленому свету этот свет

был принят в качестве разрешающего сигнала семафора и светофора.

Под действием света светочувствительное вещество сетчатки разлагается, что ведет к снижению чувствительности глаза. В темноте светочувствительное вещество восстанавливается и чувствительность глаза сильно возрастает. В этих условиях глаз способен реагировать на свет ничтожно малой энергии — порядка 10^{-17} Дж (что приблизительно соответствует свету, испускаемому стеариновой свечой,



находящейся в совершенно прозрачной атмосфере на расстоянии порядка 100 км от глаза).

Интересно отметить, что глаза пчел весьма чувствительны к ультрафиолетовому свету, но совершенно не воспринимают красного. Именно поэтому, пчелы не посещают и не опыляют красных цветов (за исключением цветов красного мака, которые хорошо отражают ультрафиолетовые лучи солнца и, поэтому, представляются пчелам

ультрафиолетовыми). Большинство красных цветов посещается и опыляется мелкими птицами благодаря тому, что глаза почти всех птиц обладают особенно высокой чувствительностью к красному свету.

Вообще говоря, у многих насекомых, в том числе у большинства вредителей, максимум чувствительности зрения лежит в ультрафиолетовой части спектра. В связи с этим разработан и успешно применяется на практике (в сельском и лесном хозяйстве) способ борьбы с вредными насекомыми — «*ультрафиолетовая ловушка*», где приманкой служит ультрафиолетовый свет ртутно-кварцевой лампы.

Основные фотометрические характеристики

Световое излучение, проходящее через некоторую поверхность, можно характеризовать количеством энергии, переносимой электромагнитной волной через эту поверхность за одну секунду, т. е. мощностью излучения W_x через данную поверхность. Эта *энергетическая* характеристика излучения называется *потоком световой энергии*. Однако, как мы уже видели, зрительное ощущение зависит не только от мощности излучения, но и от спектральной чувствительности глаза (от коэффициента видности). Поэтому, во многих случаях (когда приемником света является глаз) оказывается более удобным характеризовать световое излучение *произведением мощности излучения на коэффициент видности*. Эта

психофизическая, или фотометрическая, характеристика излучения, учитывающая спектральную чувствительность глаза, называется световым потоком Φ :

$$D_{\lambda} = W_{\lambda} V_{\lambda} .$$

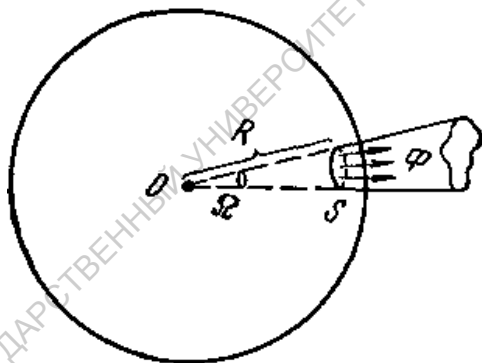
САРАТОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ Н. Г. ЧЕРНЫШЕВСКОГО

Если излучение осуществляется волнами различной длины, то световой поток Φ такого *немонохроматического* излучения складывается из световых потоков Φ_λ для каждой длины волны:

$$\Phi = \sum \Phi_\lambda = \sum W_\lambda V_\lambda .$$

Таким образом, можно сказать, что *световым потоком называется поток световой энергии, оцениваемый по зрительному ощущению.*

Наряду со световым потоком основными фотометрическими характеристиками являются *сила света, освещенность и яркость.*



Понятие силы света вводится с помощью представления о *точечном источнике света*. Источник света считается точечным, если его размер мал по сравнению с расстоянием до места наблюдения и если он испускает свет равномерно по всем направлениям. Точечным источником является, например, звезда, наблюдаемая с Земли,

или электрическая лампочка, наблюдаемая на расстоянии нескольких десятков метров, и т. п.

Сила света измеряется световым потоком, создаваемым точечным источником света в единичном телесном угле. Если световой поток Φ создан точечным источником в телесном угле 2 (см. рис.), то сила света выразится соотношением

$$I = \frac{\Phi}{\Omega} .$$

Отметим - телесным углом называется часть пространства, ограниченная конической поверхностью (см. рис.). Величина телесного угла измеряется отношением площади S , вырезаемой этим углом на поверхности сферы (с центром O в вершине телесного угла), к квадрату радиуса сферы R :

$$\Omega = \frac{S}{R^2} .$$

Единицей измерения телесного угла является *стерадиан* (пространственный радиан) — угол, вырезающий единичную площадь на сфере единичного радиуса.

Очевидно, что телесный угол, охватывающий все пространство вокруг источника света, равен 4π стерадиан:

$$\Omega = \frac{4\pi R^2}{R^2} = 4\pi.$$

В качестве единицы измерения силы света принята *кандела* (кд) — сила света, испускаемая при определенных условиях *эталонным источником света* специальной конструкции. Но

$$\Phi = I \Omega,$$

откуда следует, что *единицей светового потока* является *световой поток, создаваемый точечным источником с силой света, равной одной канделе, в телесном угле в один стерадиан*. Эта единица называется *люменом* (лм).

САРАТОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ Н. Г. ЧЕРНЫШЕВСКОГО

Для количественной оценки освещения поверхностей вводится понятие *освещенности*. Освещенностью E поверхности S называется отношение светового потока Φ , падающего на данную поверхность, к величине этой поверхности (см. рис.). Иными словами, освещенность равна световому потоку, падающему на единицу поверхности:

$$E = \frac{\Phi}{S} .$$

Если линейные размеры поверхности S малы по сравнению с ее расстоянием до источника света O , то можно написать

$$\Omega = \frac{S_0}{R^2} = \frac{S \cos \alpha}{R^2} ,$$

где S_0 — проекция S на плоскость, перпендикулярную оси OM потока, α — угол между S и S_0 .

Таким образом, освещенность поверхности, создаваемая точечным источником света, пропорциональна силе света и косинусу угла падения света на эту поверхность и обратно пропорциональна квадрату расстояния до поверхности.

Зависимостью освещенности от угла падения световых лучей объясняется смена времен года: в северном полушарии освещенность земной поверхности максимальна летом (когда углы α падения солнечных лучей малы) и минимальна зимой (когда углы α велики). Это колебание

освещенности вызывает соответствующее колебание температуры на земной поверхности.

Уместно также отметить, что в связи с прямой зависимостью E от $\cos \alpha$ оказывается целесообразным высевать более светолюбивые растения на *южных* (в северном полушарии) склонах земной поверхности (которым соответствуют наименьшие значения углов α).

За единицу освещенности принимается *люкс* (лк) — это освещенность поверхности площадью 1 м^2 световым потоком в 1 лм , падающим перпендикулярно к поверхности:

$$\text{лк} = \text{лм}/\text{м}^2.$$

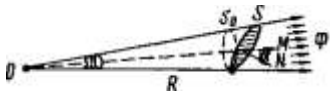
Чтобы дать наглядное представление о единицах освещенности, отметим, что освещенность, необходимая для чтения, составляет около 40 лк , а освещенность, создаваемая полной луной, равна примерно $0,2 \text{ лк}$.

Мы говорили только о точечных источниках света. Однако, во многих случаях источники света являются *протяженными*: при рассмотрении таких источников глаз различает их форму и размеры.

Для протяженных источников сила света уже не может служить достаточной характеристикой. В самом деле, из двух источников, излучающих свет одинаковой силы, но имеющих различные размеры (площади), меньший источник кажется более ярким, так как он дает большую силу света *с единицы площади*. Поэтому, для протяженных источников

света вводится дополнительная характеристика, называемая *яркостью*.

Яркость B протяженного источника света S измеряется силой света, излучаемого с единицы площади *видимой* (перпендикулярной направлению N наблюдения) поверхности этого источника (рис.);



$$S = \frac{\Omega R^2}{\cos \alpha}$$

Яркость изображения источника света S на сетчатке

$$B = \frac{I}{S_0},$$

где I —сила света, S_0 —видимая поверхность.

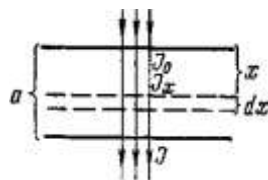
Единицей измерения яркости является *кандела на квадратный метр* ($\text{кд}/\text{м}^2$). Отметим, что яркость поверхности полуденного Солнца имеет порядок 10^9 $\text{кд}/\text{м}^2$, пламени керосиновой лампы — 10^4 $\text{кд}/\text{м}^2$. Наименьшая различимая глазом яркость имеет порядок 10^{-6} $\text{кд}/\text{м}^2$.

Поглощение света. О физиологическом действии света

При прохождении света через какую-либо среду *всегда* имеет место частичное его поглощение, обусловленное превращением электромагнитной энергии в теплоту и другие виды энергии.

Вещества, слабо поглощающие свет, принято называть *прозрачными*; вещества, обладающие сильным поглощением, — *непрозрачными*. Однако такое подразделение носит относительный характер, поскольку прозрачность зависит не только от природы вещества, но и от толщины его слоя. В самом деле, например, алюминий принято считать непрозрачным веществом, а воду — прозрачным. Между тем очень тонкий слой алюминия достаточно хорошо пропускает свет, тогда как толстый слой воды практически непрозрачен (на больших глубинах океана царит, как известно, почти полная темнота).

Для количественной оценки процесса поглощения света введем понятие *интенсивности света* J . В соответствии с определением интенсивности волны назовем интенсивностью света (или плотностью потока световой энергии) количество энергии, переносимое светом за 1 с через площадь в 1 м^2 , перпендикулярную световому лучу.



Пусть параллельный пучок монохроматических лучей падает на пластину поглощающего вещества перпендикулярно поверхности пластины (рис.). Мысленно выделим внутри пластины бесконечно тонкий слой dx , находящийся на расстоянии x ; от ее поверхности. Изменение интенсивности света dJ_x , происходящее в этом слое в связи с поглощением, будет пропорционально толщине слоя dx и интенсивности падающего на слой света J .

$$dJ_x = -kJ_x \cdot dx,$$

где k — коэффициент поглощения, характеризующий поглощательную способность данного вещества и не зависящий от толщины слоя.

Знак минус указывает на *ослабление* света в слое dx .

Перенесем J_x в левую часть равенства и проинтегрируем полученное выражение по всей толщине a пластины (от $x = 0$ до $x = a$ и от $J_x = J_0$ до $J_x = J$):

$$\int_{J_0}^J \frac{dJ_x}{J_x} = -k \int_0^a dx.$$

Тогда получим, что

$$\ln \frac{J}{J_0} = -ka,$$

или

$$J = J_0 e^{-ka},$$

где J_0 — интенсивность света, падающего на пластину, J — интенсивность света, прошедшего через пластину. Это соотношение называется *законом Бугера*.

Из формулы следует, что при

$$a = \frac{1}{k} \text{ будет } \frac{J_0}{J} = e \approx 2,72.$$

Таким образом, коэффициент поглощения вещества есть величина, обратная толщине такого слоя данного вещества, при прохождении которого интенсивность света ослабляется в e раз (приблизительно в три раза).

Для различных веществ значения коэффициента поглощения весьма различны. Например, для воздуха (при нормальном давлении) k имеет порядок 10^{-3} м^{-1} , для стекла — 1 м^{-1} , для металлов — 10^5 м^{-1} . Это означает, что для трехкратного ослабления интенсивности света достаточен слой металла толщиной

$$a = \frac{1}{10^5} \text{ м} = 1 \text{ мкм},$$

или слой стекла толщиной

$$a = \frac{1}{1} \text{ м} = 1 \text{ м},$$

или слой воздуха толщиной

$$a = \frac{1}{10^{-3}} \text{ м} = 1 \text{ км}.$$

Вообще говоря, всякое вещество обладает в большей или меньшей мере *селективным* (избирательным) поглощением, т. е. значение коэффициента поглощения зависит от длины волны света. Так, например, вода и водяной пар сильно поглощают инфракрасное излучение. Обыкновенное стекло хорошо пропускает видимый свет, но значительно ослабляет инфракрасное излучение (с длиной волны $\lambda > 2 \text{ мкм}$) и почти полностью

поглощает ультрафиолетовое излучение ($\lambda < 0,38$ мкм). Листья растений обладают значительным поглощением во всем видимом спектре, кроме зеленой ($0,52 \text{ мкм} < \lambda < 0,60 \text{ мкм}$) и темно-красной ($\lambda > 0,70 \text{ мкм}$) его части; это поглощение вызвано пигментом—*хлорофиллом*, содержащимся в листьях.

На избирательном поглощении основано действие светофильтров — стеклянных пластин и желатиновых пленок с примесью определенного красящего вещества. Светофильтр пропускает свет только в какой-либо определенной части спектра (соответствующей цвету светофильтра), поглощая все остальное излучение.

Избирательное поглощение лежит в основе так называемого *парникового эффекта*. Грунт парника нагревается обычно тремя источниками тепла: во-первых, видимым светом, свободно проходящим через стекло парниковых рам, во-вторых, биотопливом и, в-третьих, специальными обогревательными системами (водяными или электрическими). Собственное излучение нагретого грунта как тела, обладающего невысокой температурой, является инфракрасным. Но, как отмечалось, стекло поглощает инфракрасное излучение. Благодаря этому значительная часть энергии излучения грунта вновь превращается в теплоту и используется для обогрева парника. Таким образом, стекло защищает парник от потери теплоты путем длинноволнового излучения.

В парниковых рамах вместо стекла с успехом применяется прозрачный полимер — *полиамидную*

пленку. В отличие от стекла пленка обладает высокой прозрачностью не только для видимого, но и для ультрафиолетового излучения и очень сильно (примерно на 90%) поглощает инфракрасное излучение. Вместе с тем полиамидная пленка весьма эластична, легка, достаточно прочна. Эти качества позволяют сооружать легкие временные конструкции для защиты отдельных ценных растений, целых гряд и даже участков полей.

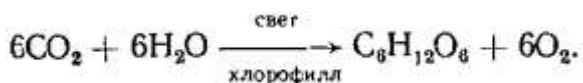
Парниковый эффект под полиамидным укрытием выражен более резко, чем под стеклянным. Применение полиамидной пленки (и некоторых других прозрачных полимеров) ведет к заметному повышению урожайности сельскохозяйственных культур и улучшению качества урожая.

Поглощением света обусловлены в конечном счете все виды воздействия света на вещество, в том числе и *физиологические его воздействия.*

Самым важным из процессов, протекающих на Земле под действием света, является *фотосинтез.*

Фотосинтез заключается в превращении неорганических веществ (воды и углекислого газа) в органические (углеводы) он осуществляется под влиянием солнечного света, поглощаемого хлорофиллом, и сопровождается выделением газообразного кислорода.

Фотосинтез является сложной окислительно-восстановительной реакцией, которую можно записать в виде следующего условного уравнения:



По приближенным подсчетам, наземные и водные растения земного шара ежегодно производят посредством фотосинтеза около 450 млрд. тонн органических веществ.

Непрерывно создавая органические вещества, освобождая атмосферу от углекислого газа и пополняя ее кислородом, *фотосинтез обеспечивает условия, необходимые для существования жизни на нашей планете.*

Несмотря на грандиозные размеры общей (на всем земном шаре) фотосинтетической деятельности зеленых растений, лишь небольшая доля энергии солнечного света, поглощаемая растением, используется непосредственно для фотосинтеза. Эта доля обычно не превышает 5% (для яровой пшеницы — 3,26%, для картофеля — 3,02%, для кукурузы — 2,30% и т. п.).

Так как органическая масса растения создается в процессе фотосинтеза то одним из эффективных путей повышения урожайности сельскохозяйственных культур является увеличение интенсивности фотосинтеза (увеличение коэффициента использования световой энергии для фотосинтеза). По этому пути идет новая отрасль сельскохозяйственного производства, получившая название *светокультуры* (искусственное досвечивание растений при усиленной подкормке

углекислотой и проточном методе корневого питания).

Весьма существенное влияние свет оказывает и на животные организмы. С одним из видов такого влияния мы ознакомились — это действие света на орган зрения. Кроме того, свет действует на кожный покров. Видимое и инфракрасное излучения вызывают главным образом поверхностное нагревание кожи. Ультрафиолетовое излучение вызывает фотохимическую реакцию в наружном слое кожи, ведущую к образованию коричневого пигмента («загар»). Этот пигмент, называемый *меланином*, сильно поглощает ультрафиолетовые лучи, предохраняя тем самым организм от их чрезмерного воздействия. Умеренные дозы ультрафиолетового излучения благотворно влияют на организм: усиливают его сопротивляемость инфекции, улучшают обмен веществ.

Для животных и растений свеж является совершенно необходимым жизненным фактором, поскольку, как показывает опыт, его отсутствие или недостаток нарушает нормальную деятельность организма; недостаток света не может быть компенсирован никакими другими воздействиями (обогреванием, питанием и т. д.).

Ультрафиолетовое излучение длиной волны меньше 0,28 мкм обладает сильным *бактерицидным* действием — убивает бактерий; используется для обеззараживания воздуха в помещениях, для стерилизации молока и т. п. Это излучение можно создать, например, посредством *кварцевой лампы*. В солнечном свете, достигающем земной поверхности,

излучение с длиной волны, меньшей 0,29 мкм, отсутствует, так как оно полностью поглощается озоном, находящимся в высоких слоях атмосферы (на высотах от 12 до 50 км).

Инфракрасные лучи играют важную роль в жизни змей. Сравнительно слабо развитые зрение, слух и обоняние компенсируются у змей острой восприимчивостью к инфракрасному излучению. На голове змеи между глазами и ноздрями расположены два углубления, в которых находятся своеобразные «термолокаторы» — органы, чувствительные к инфракрасным лучам. С помощью этих термолокаторов змея улавливает в совершенной темноте даже слабое тепловое излучение, исходящее от мелких птиц и животных, и определяет их местоположение.

Задача 1. Луч света падает под углом $\alpha = 30^\circ$ на плоскопараллельную стеклянную пластинку и выходит из нее параллельно первоначальному направлению. Показатель преломления стекла $n = 1,5$. Какова толщина пластинки, если расстояние между лучами $BC = l = 1,94$ см?

Решение. Полагаем, что окружающей пластинку средой является воздух, показатель преломления

$$\sin \beta = \frac{\sin \alpha}{n} = \frac{0,5}{1,5} = 0,333 \quad \text{откуда } \beta$$

Из прямоугольных треугольников ADB и ACB следует, что

$$d = AB \cdot \cos \beta \quad \text{и} \quad l = AE$$

$$d = \frac{l \cos \beta}{\sin(\alpha - \beta)} = \frac{1,94 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \cos 19^\circ 30'}{\sin 10^\circ 30'} = 0$$

Тогда, по закону преломления света, найдем угол преломления луча в пластинке.

Задача 2. Показатель преломления стекла для крайних красных лучей спектра равен $n_1 = 1,510$, а для крайних фиолетовых $n_2 = 1,531$. Определить расстояние между фокусами для красных и фиолетовых лучей двояковыпуклой линзы с радиусами кривизны $R_1 = R_2 = R = 15$ см.

Решение. Эта задача о хроматической аберрации линзы.

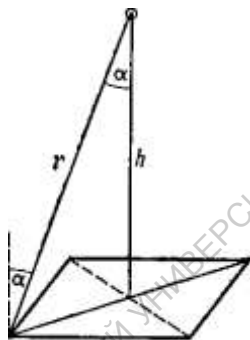
Фокусное расстояние линзы равно

$$f = \frac{R_1 R_2}{(n - 1)(R_1 + R_2)} = \frac{R}{2(n - 1)}$$

Обозначим фокусные расстояния линзы для красных и для фиолетовых лучей соответственно через f_1 и f_2 тогда можем написать

$$\begin{aligned} \Delta l = f_1 - f_2 &= \frac{R}{2} \left(\frac{1}{n_1 - 1} - \frac{1}{n_2 - 1} \right) = \frac{R(n_2 - n_1)}{2(n_1 - 1)(n_2 - 1)} = \\ &= \frac{0,15 \text{ м} \cdot 0,021}{2 \cdot 0,51 \cdot 0,531} = 5,8 \cdot 10^{-3} \text{ м} = 5,8 \text{ мм} \end{aligned}$$

Задача 3. В эксперименте по светокультуре проводится досвечивание огурцов, растущих на площадке квадратной формы со стороной $l = 160$ см (рис.). Источником света служит лампа накаливания силой света 500 кд, подвешенная на высоте $h = 4$ м над центром площадки. Какова максимальная и минимальная освещенности E посадки?



Р е ш е н и е . Освещенность равна

$$E = \frac{I \cos \alpha}{r^2},$$

где α — угол падения лучей, r — расстояние от источника света до освещаемого места.

Максимальная освещенность будет, очевидно, в центре посадки; для этого места $\alpha = 0$

$$E_{\max} = \frac{I \cos 0}{h^2} = \frac{500 \text{ кд}}{16 \text{ м}^2} = 31,25 \text{ лк}$$

Минимальная освещенность будет в угловой части посадки, для этого места

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{l \sqrt{2}}{2h} = \frac{1,6 \text{ м} \cdot 1,4}{2 \cdot 4 \text{ м}} = 0,28,$$

Тогда

$$E_{\min} = \frac{I \cos \alpha}{r^2} = \frac{I \cos^3 \alpha}{h^2} = \frac{500 \text{ кд} \cdot 0,963^3}{16 \text{ м}^2}$$

$$\alpha = 15^\circ 40'$$

САРАТОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ Н. Г. ЧЕРНЫШЕВСКОГО

Волновые свойства света

Интерференция света. Интерферометр

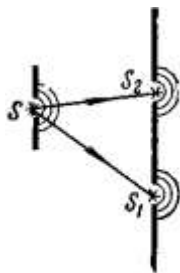
Изучая закономерности распространения упругих колебаний среды, мы познакомились с явлением интерференции волн. В случае *световых* (электромагнитных) волн такое явление также может иметь место. Опыт подтверждает это предположение: интерференцию световых волн, сходящихся в некоторой точке пространства, можно непосредственно наблюдать, если только эти волны являются *когерентными* (т. е. имеют постоянную разность фаз), или, что то же, если *когерентны* источники этих волн.

Нетрудно понять, что никакие два светящихся тела не могут быть когерентными источниками света. В самом деле, свет, исходящий от светящегося тела (например, от нити электролампы), представляет собой совокупность множества электромагнитных волн, излучаемых отдельными частицами (атомами и молекулами) тела. Условия излучения этих частиц очень быстро и беспорядочно изменяются. Для того, чтобы два светящихся тела являлись когерентными источниками света волны, излучаемые всеми частицами первого тела, должны отличаться по фазе от волн, излучаемых всеми частицами второго тела, *все время* на одну и ту же величину. Такое событие практически совершенно невероятно. Поэтому, для получения когерентных источников прибегают к искусственному приему:

«раздваивают» свет, исходящий от одного источника.

Это «раздвоение» можно осуществить, например, посредством экрана с двумя малыми отверстиями (рис.). В соответствии с принципом Гюйгенса—Френеля источник света S создает в отверстиях экрана вторичные источники света. Очевидно, что всякое изменение фазы волн, излучаемых основным источником S , сопровождается точно такими же изменениями фаз волн, излучаемых вторичными источниками S_1 и S_2 . Следовательно, у волн, излучаемых источниками S_1 и S_2 , *разность фаз все время остается неизменной*, т. е. источники являются *когерентными*.

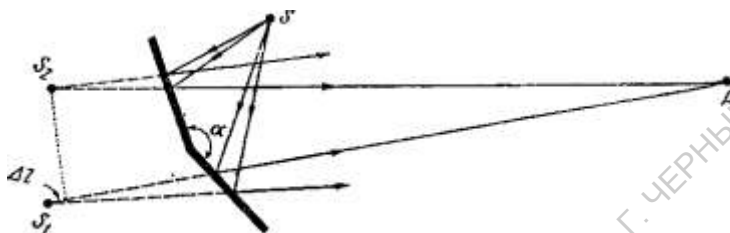
Другой способ получения когерентных источников основан на отражении света от двух плоских зеркал, установленных под углом α , близким к 180° (см. рис.). Эта оптическая система называется *зеркалами Френеля*. Когерентными источниками служат изображения S_1 и S_2 основного источника света S .



Было показано, что результат интерференции двух волн в некоторой точке P зависит от величины *разности хода лучей* (волн); там же были выведены условия интерференционного максимума и интерференционного минимума. Применим эти условия к случаю интерференции световых волн, создаваемых когерентными источниками S_1 и S_2 и сходящихся в точке P (см. рис.). Если в разности

хода лучей $S_1P - S_2P$ укладывается целое число волн (четное число полуволн), т. е., если

$$\Delta l = n\lambda = 2n \frac{\lambda}{2},$$

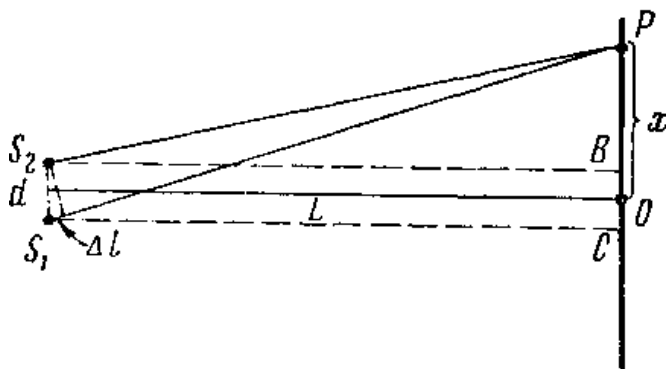


то в точке P будет *максимум света* (λ — длина волны, $n = 0, 1, 2, 3, \dots$). Если же в разности хода укладывается нечетное число полуволн, т. е.

$$\Delta l = (2n + 1) \frac{\lambda}{2},$$

то в точке P будет *минимум света* (темнота).

Выясним, как выглядит интерференционная картина, создаваемая на экране двумя когерентными источниками монохроматического света S_1 и S_2 . Пусть расстояние между этими источниками d , а расстояние от источников до экрана L , причем $d < L$ (см. рис.).



Определим расстояния x от точки O (одинаково удаленной от S_1 и S_2) до тех точек, в которых будут наблюдаться интерференционные максимумы (на рис. дан вертикальный разрез экрана). Из прямоугольных треугольников PCS_1 и PBS_2 находим:

$$PS_1^2 = L^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2,$$

$$PS_2^2 = L^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2,$$

откуда

$$PS_1^2 - PS_2^2 = 2xd,$$

или

$$(PS_1 - PS_2)(PS_1 + PS_2) = 2xd.$$

Но

$$PS_1 - PS_2 = \Delta l, \quad \text{а} \quad PS_1 + PS_2 \approx 2L.$$

Следовательно,

$$\Delta l \cdot 2L = 2xd$$

и

$$x = \frac{L \cdot \Delta l}{d}.$$

Получается, что максимумы света располагаются на расстоянии

$$x = n \frac{\lambda L}{d},$$

а минимумы — на расстоянии

$$x = (2n + 1) \frac{\lambda L}{2d}$$

от точки O . Эти максимумы и минимумы имеют соответственно вид светлых и темных полос, параллельных друг другу. Центральный максимум, соответствующий $n = 0$, проходит через точку O . Расстояние между соседними максимумами (или минимумами) равно

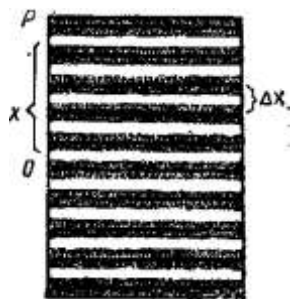
$$\Delta x = \frac{\lambda L}{d} .$$

Таким образом, интерференционная картина, создаваемая на экране двумя когерентными источниками света, представляет собой чередование светлых и темных полос. Особенно четкой эта картина получается, если вместо точечных источников света используются узкие параллельные светящиеся щели.

При большом расстоянии между источниками света S_1 и S_2 расстояние между интерференционными полосами может оказаться неразличимо малым. Поэтому для получения четкой интерференционной картины следует пользоваться источниками света, расположенными на возможно меньшем расстоянии друг от друга.

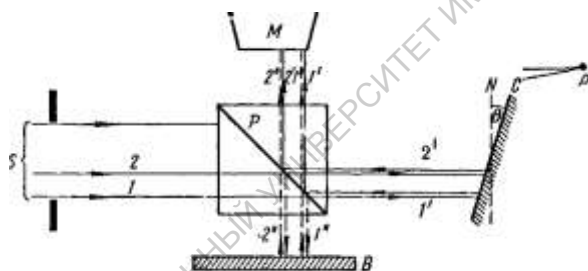
На основании этих формул можно экспериментально определять длину световой волны по измеренным значениям d , L и Δx .

Отметим, что при использовании не монохроматического, например, белого света, интерференционные максимумы для каждой длины волны будут



смещены друг относительно друга. В результате все светлые полосы приобретут радужную окраску.

Интерференционная картина очень чувствительна к величине разности хода интерферирующих волн: ничтожно малое изменение разности хода вызывает заметное смещение интерференционных полос. На этом основано устройство *интерферометров* — приборов, служащих для точного измерения малых длин и углов, а также для определения показателя преломления прозрачных сред. В промышленности интерферометр широко используется для контроля качества (гладкости) металлических и других шлифованных поверхностей.



На рис. приведена принципиальная схема микроинтерферометра, предназначенного для выявления и измерения микроскопических неровностей поверхности.

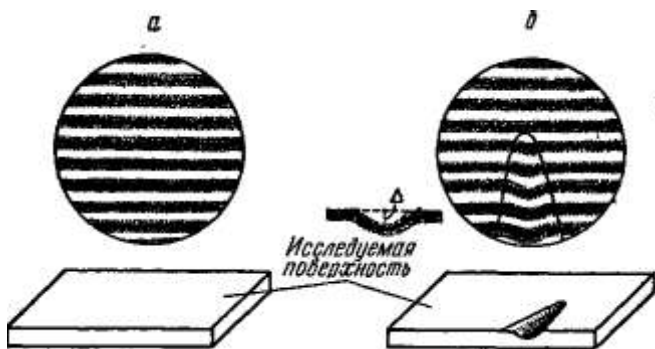
Пучок S монохроматических световых лучей попадает на *полупрозрачный слой P* (тончайший слой серебра, нанесенный на диагональное сечение стеклянного куба). Рассмотрим ход одного из лучей 1 этого пучка. На полупрозрачном слое луч 1 «раздваивается»: частично проходит через слой и падает на зеркало C , а частично отражается и падает на

исследуемую поверхность B . Затем луч I' (после отражений от зеркала и от полупрозрачного слоя) и луч I'' (после отражения от исследуемой поверхности и прохождения через полупрозрачный слой) идут в микроскоп M . Будучи когерентными, эти лучи интерферируют; результат их интерференции виден в поле зрения микроскопа.

Предположим, что в разности хода лучей (равной удвоенной разности расстояний между полупрозрачным слоем и зеркалом и между полупрозрачным слоем и исследуемой поверхностью) укладывается одна длина волны λ . Тогда эти лучи дадут в поле зрения микроскопа интерференционный максимум.

Зеркало C составляет очень небольшой угол с нормалью N к пучку S . Благодаря этому в пучке S найдется такой луч 2 , падающий на полупрозрачный слой немного выше луча 1 , что создаваемые им когерентные лучи $2'$ и $2''$ будут иметь разность хода, равную 2λ . Эти лучи также дадут интерференционный максимум, расположенный рядом с интерференционным максимумом первых лучей.

Кроме рассмотренных лучей 1 и 2 в пучке S имеются еще и другие (не показанные на рисунке) лучи $3, 4, 5$ и т. д., которые создают пары когерентных лучей с разностями хода, равными соответственно $3\lambda, 4\lambda, 5\lambda$ и т. д. Эти лучи также дадут ряд интерференционных максимумов.



Между интерференционными максимумами расположатся интерференционные минимумы, соответствующие разностям хода, равным $3\lambda/2$ - нечетному числу полуволн и т. д. В результате в поле зрения микроскопа возникает система чередующихся светлых и темных параллельных полос.

В случае гладкой исследуемой поверхности интерференционные полосы будут прямолинейными (рис. а). Если же на поверхности имеется какая-либо неровность, например борозда, то для лучей, отражающихся от этой борозды, разность хода изменится, что приведет к смещению (изгибу) интерференционных полос в области, соответствующей борозде (рис. б). Изгибы интерференционных полос как бы обрисуют контур борозды. Размер изгиба Δ (измеряемый посредством окулярной шкалы микроскопа) пропорционален глубине борозды, поэтому по величине Δ можно определять глубину борозды. Если неровностью является не борозда, а гребень, то изгибы интерференционных полос будут направлены в противоположную сторону.

Таким образом, интерференционная картина, наблюдаемая в микроинтерферометре, позволяет судить о форме и характере дефекта исследуемой поверхности и определять размеры дефекта с большой степенью точности (до 0,01 мкм).

Об интерференции света, отраженного от прозрачных пленок

Познакомимся с некоторыми интерференционными явлениями, возникающими при отражении света от тонких прозрачных пластин (пленок).

Пусть на тонкую пленку толщиной d падают параллельные лучи монохроматического света (см. рис.). Очевидно, что из некоторой точки C будут выходить два практически совпадающих когерентных луча: луч 1, отраженный от верхней поверхности пленки, и луч 2, отраженный от нижней ее поверхности. Понятно, что разность хода этих лучей зависит от величины угла падения α и от толщины пленки d . Кроме того, она зависит и от показателя преломления n вещества пленки, так как на участке ABC луча 2 световые волны распространяются со скоростью в n раз меньшей, чем на участке DC луча. Это ведет к увеличению разности фаз волн, а следовательно, и разности хода лучей. Поэтому, в данном случае следует рассматривать *оптическую разность хода лучей*:

$$\Delta l = (AB + BC) n - \left(CD + \frac{\lambda}{2} \right)^*$$

Член $\lambda/2$ появляется в связи с тем, что у световой волны, отражающейся от оптически более плотной среды, фаза изменяется, а у волны, отражающейся от оптически менее плотной, среды, фаза не изменяется. Так как луч 1 отражается (в точке С) от оптически более плотной среды, а луч 2 отражается (в точке В) от оптически менее плотной среды, то разность фаз этих лучей изменяется, что соответствует изменению разности хода лучей на $\lambda/2$.

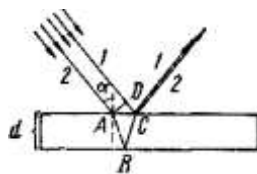
Если разность хода равна целому числу длин волн падающего света, то лучи 1 и 2 максимально усилят друг друга. Нетрудно усмотреть, что такой результат интерференции будет иметь место не только для точки С, но и для всех других точек поверхности пленки. Поэтому, глазу, аккомодированному на поверхность пленки, вся пленка представится ярко освещенной. Если же Δ равна нечетному числу полуволен, то все отраженные от ее поверхности лучи взаимно погасятся и пленка будет казаться темной.

Таким образом, изменяя угол падения, мы будем видеть пленку попеременно то светлой, то темной.

Предположим, что под пленкой находится среда оптически более плотная, чем пленка. Тогда изменение фазы произойдет как у луча 1, так и у луча 2. Следовательно, разность хода этих лучей не получит дополнительного изменения на $\lambda/2$. В самом деле,

$$\Delta l = [(AB + BC) n + \lambda/2] - (CD + \lambda/2) = (AB + BC) n - CD.$$

В случае очень тонкой пленки при не слишком больших углах падения можно считать $AB + BC = 2d$ и $CD = 0$; тогда $\Delta l = 2dn$. Поэтому, для пленки толщиной $d = \lambda/4n$ разность хода лучей практически при всех (не



слишком больших) углах падения будет равна $\lambda/2$, что соответствует условию минимума интерференции,

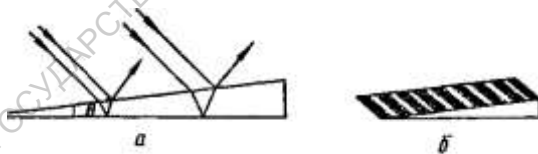
т. е. взаимному гашению отраженных лучей. Это значит, что от такой пленки свет практически не отражается и полностью проходит в оптически более плотную среду, находящуюся под пленкой.

Это интерференционное явление широко используется в оптической промышленности для так называемого *просветления оптики*. Дело в том, что в сложных оптических системах (фотообъективах, перископах и т. п.) значительная часть световой энергии отражается от поверхностей линз; это заметно снижает яркость и контрастность изображения рассматриваемых (или фотографируемых) объектов и создает блики. Если на поверхность линз нанести прозрачную пленку толщиной $\lambda/4n$, изготовленную из вещества с показателем преломления n ,

немного меньшим показателя преломления стекла линз, то такая пленка не будет отражать света; благодаря этому качество изображения заметно улучшится (оптика просветлеет).

Обычно на поверхность линз наносят пленку из кремнезема или из фтористых солей. Кроме того, просветляющую пленку можно создать непосредственно на поверхности линзы путем обработки этой поверхности растворами кислот.

Мы имели дело с плоскопараллельной пленкой. Рассмотрим пленку переменной толщины, например клинообразную (рис.). В отраженном свете поверхность такой пленки уже не покажется равномерно освещенной, так как разность хода лучей, интерферирующих в различных (по толщине) местах пленки, будет неодинаковой. Эта разность сохраняется постоянной только вдоль линий, параллельных ребру клина, и убывает в направлении от основания к ребру (рис. *а*). Поэтому, поверхность клинообразной пленки



представится покрытой чередующимися светлыми и темными полосами, параллельными ребру клина (рис. б). Очевидно, что чем больше угол клина, тем быстрее изменяется разность хода лучей вдоль клина и тем чаще расположены интерференционные полосы.

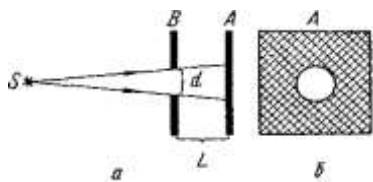
При использовании белого света интерференционные полосы несколько расширяются, приобретая радужную окраску. Это объясняется зависимостью разности хода от длины волны: в каждой светлой полосе максимумы для различных длин волн располагаются раздельно.

В отличие от клинообразной пленки у пленки со случайным распределением толщины интерференционные полосы могут иметь самую разнообразную криволинейную форму. При освещении этой пленки белым светом возникает весьма причудливая по форме и расцветке интерференционная картина. Такую картину дают мыльные пленки, нефтяные пятна на поверхности воды, крылья мелких насекомых, жировые налеты на стекле и другие тонкие пленки толщиной порядка 10^{-4} см. В более толстых пленках цветные интерференционные полосы оказываются настолько сближенными, что частично перекрывают друг друга и интерференционная картина становится неразличимой. Поэтому интерференцию света в толстых пленках можно наблюдать только при использовании строго монохроматического света.

**Дифракция света. Разрешающая способность
оптических приборов**

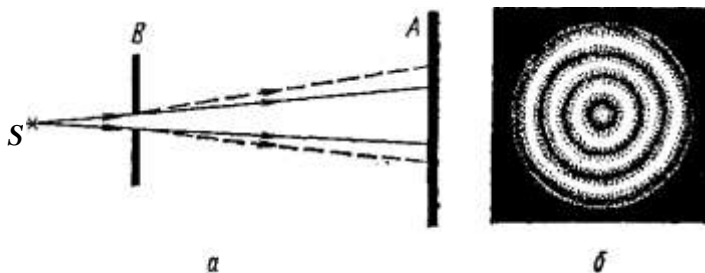
Если между экраном A и освещающим его источником света поместить другой экран B с

отверстием, то на экране A появится светлое пятно, ограниченное тенью (см. рис. a и b).

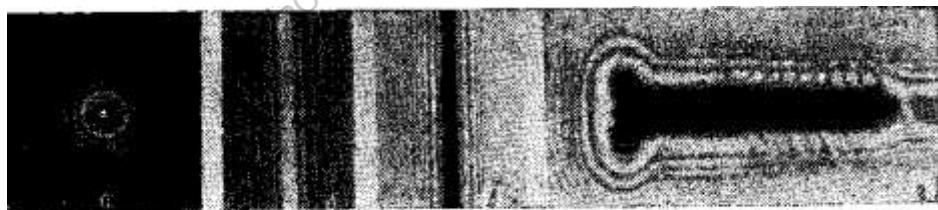


Границу тени можно найти геометрическим путем, полагая, что свет распространяется прямолинейно, т. е. световые лучи являются прямыми линиями (см. рис. a). Однако, более тщательное наблюдение показывает, что граница тени не является резкой; это особенно заметно в случаях, когда размер d отверстия очень мал по сравнению с расстоянием L от экрана до отверстия. Тогда пятно на экране представляется состоящим из чередующихся светлых и темных колец, постепенно переходящих друг в друга и захватывающих также область геометрической тени (рис. b). Это говорит о непрямолинейности распространения света от источника S , о загибании световых лучей (волн) у краев отверстия (рис. a). Описанное явление непрямолинейного распространения света вблизи преграды (огибание световым лучом преграды) носит название *дифракции света*, а получающаяся на экране картина называется *дифракционной*. При использовании белого света дифракционная картина приобретает радужную окраску.

Напомним, что дифракция свойственна не только световым, но и вообще всяким волнам.



Кроме отверстий в экранах дифракцию вызывают также и непрозрачные предметы (преграды), помещенные на пути распространения света, необходимо только, чтобы размер предмета был малым по сравнению с расстоянием до места наблюдения дифракционной картины. На рис. приведены фотографии типичных дифракционных картин, даваемых круглым отверстием а, прямоугольной щелью б, проволокой в и винтом г.



Отчетливые дифракционные картины получаются в случаях, когда на пути распространения света находятся очень мелкие преграды размером порядка длины световой волны. Следует, однако, подчеркнуть, что вопреки довольно распространенному представлению сравнимость размера преграды с длиной волны света не является необходимым условием для наблюдения дифракции.

Дифракционные картины нередко возникают в естественных условиях. Так, например, цветные кольца, окружающие источник света, наблюдаемые сквозь туман или через запотевшее оконное стекло, обусловлены дифракцией света на мельчайших водяных каплях.

Дифракция обнаруживает волновые свойства света и потому может быть объяснена на основе принципа Гюйгенса — Френеля следующим образом. Пусть свет от источника S падает на экран A через круглое отверстие aB в экране B (см. рис.). Согласно принципу Гюйгенса — Френеля, каждая точка участка aB фронта световой волны (заполняющего отверстие) является вторичным источником света. Эти источники когерентны, поэтому исходящие от них лучи (волны) 1 и 2 , 3 и 4 и т. д. будут интерферировать между собой. В зависимости от величины разности хода лучей на экране L в точках c , c' и т. д. возникнут максимумы и минимумы освещенности. Таким образом, на экране A в области геометрической тени появятся светлые места, а вне этой области — темные места, создавая описанную ранее (кольцеобразную) дифракционную картину.

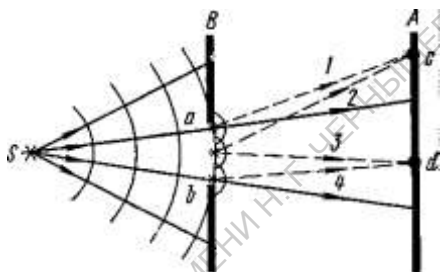
Дифракцией света обусловлена *разрешающая способность* оптических приборов, т. е. способность этих приборов давать *раздельные* изображения мелких, близко расположенных друг к другу деталей (точек) предмета. Объектив всякого оптического прибора обязательно имеет *входное отверстие*.

Дифракция света на входном отверстии объектива неизбежно ведет к тому, что изображения отдельных точек наблюдаемого предмета

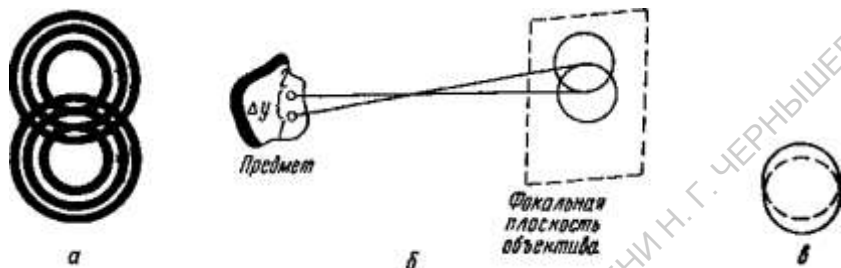
(самосветящегося или освещаемого) ока-

зываются уже не точками, а светлыми дисками, окаймленными темными и светлыми кольцами. Если рассматриваемые точки (детали) предмета находятся близко друг от друга, то их дифракционные изображения (в фокальной плоскости объектива) могут более или менее взаимно перекрываться (рис. а).

Две близкие точки 1 и 2 предмета можно еще видеть раздельно, если светлые диски их дифракционных изображений взаимно перекрываются *не более чем на величину радиуса диска* (рис. б). Если же диски перекрываются более чем на радиус (рис. в), то раздельное видение точек становится невозможным; прибор уже не разделяет, или, как говорят, *не разрешает*, таких точек.



Наименьшее расстояние (см. рис. б), при котором две точки предмета еще можно видеть раздельно, называют *разрешаемым расстоянием*. *Разрешающую способность оптического прибора принято измерять величиной $1/\Delta y$, обратной разрешаемому расстоянию.*

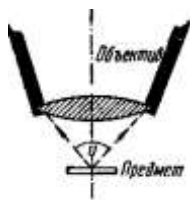


Расчеты показывают, что для микроскопа разрешаемое расстояние выражается формулой

$$\Delta y = 0,61 \frac{\lambda}{n \sin u/2},$$

где λ — длина волны света, n — показатель преломления среды, находящейся между предметом и объективом, u — *апертурный угол*, т. е. угол, образованный крайними лучами светового пучка, попадающего в объектив. Произведение $n \sin u/2$ называется *числовой апертурой*.

Разрешающая способность микроскопа $1/\Delta y$ пропорциональна числовой апертуре и обратно пропорциональна длине волны света. Следовательно, для повышения разрешающей способности микроскопа необходимо увеличивать его числовую апертуру. Однако возможности



увеличения апертуры весьма ограничены, поскольку $\sin u/2$ не может быть больше единицы, а n либо равен единице, если предмет находится в воздухе, либо немногим больше единицы, если предмет помещен в *иммерсионную жидкость*, например, в глицерин ($n = 1,47$) или кедровое масло ($n = 1,52$). Таким образом, числовая апертура микроскопа имеет порядок единицы. Тогда для микроскопа разрешаемое расстояние равно приблизительно половине длины световой волны, т. е. $\Delta y \approx 0,3$ мкм (если полагать $\lambda \approx 0,5$ мкм). Это означает, что в оптический микроскоп нельзя рассматривать предметы, размер которых меньше $0,3$ мкм.

Разрешающая способность ставит предел *полезному* увеличению микроскопа. При увеличении порядка 10^3 разрешаемому расстоянию

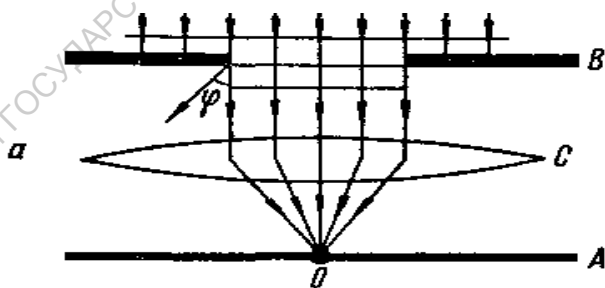
(0,3 мкм) соответствует достаточно крупное изображение (0,3 мм). Очевидно, что добиваться большего увеличения (т. е. более крупного изображения) не имеет смысла, так как оно не выявит никаких новых подробностей в структуре рассматриваемого предмета.

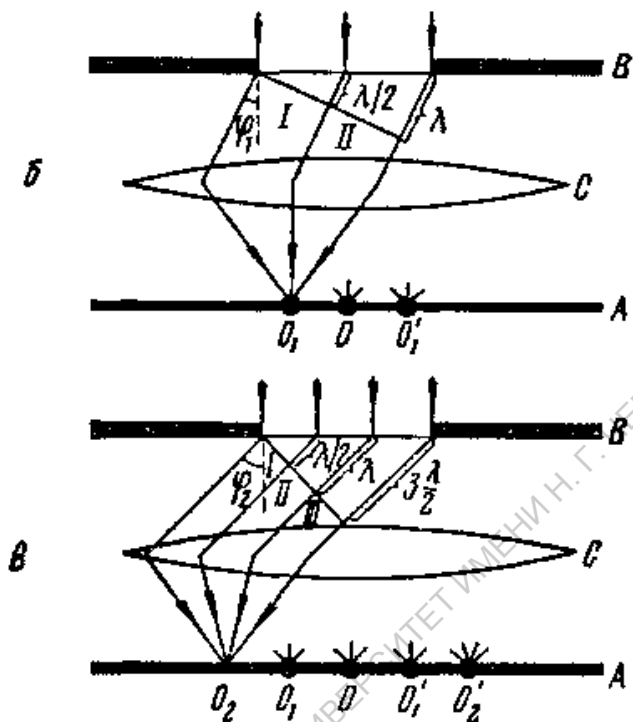
Дифракция от щелей. Дифракционные спектры.

Дифракционная решетка. О рассеянии света в мутной среде

В лабораторной практике дифракционную картину получают обычно от узких светящихся щелей. Поэтому, случаи дифракции света от одной, от двух и от многих параллельных щелей мы рассмотрим подробно.

1. Дифракция от одной щели.





Пусть на экран B с узкой прямоугольной щелью падает пучок параллельных монохроматических лучей нормально к экрану (см. рис.). Все лучи, проходящие через щель в первоначальном направлении, собираются линзой C в одну точку O экрана, расположенного в фокальной плоскости линзы (точнее говоря, лучи собираются в одну линию, проходящую через O параллельно щели). Разность хода между всеми этими лучами равна нулю, так как линза не создает разности хода лучей. Следовательно, через точку O пройдет светлая полоса (максимум освещенности), параллельная щели.

Учтем, что благодаря дифракции лучи от щели пойдут не только в первоначальном направлении, но и под различными углами ϕ к этому направлению (ϕ называется *углом дифракции*). Рассмотрим пучок лучей, дифрагирующих от щели под таким углом $\phi = \phi_4$, что разность хода Δl между крайними лучами

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

пучка будет равна длине световой волны (рис. б). Тогда весь пучок можно разделить на такие две равные зоны, называемые *зонами Френеля*, для которых разность хода между каждым лучом первой зоны и соответствующим лучом второй зоны окажется равной $\lambda/2$. Будучи собраны линзой на линии, проходящей через точку O_1 эти лучи проинтерферируют и взаимно погасятся. В результате через O_1 пройдет темная полоса — *дифракционный минимум*. Очевидно, что такой же дифракционный минимум пройдет через симметричную точку O_2 (ход лучей, образующих этот минимум, на рисунке не показан).

Рассмотрим другой пучок лучей, дифрагирующих под таким углом $\phi = \phi_2$, что разность хода Δl между крайними лучами пучка равна $3\lambda/2$ (рис. в). Тогда весь пучок можно разделить на три зоны Френеля: I, II и III. Понятно, что две соседние зоны (например, I и II) погасят друг друга (так как разность хода между лучами этих зон равна $\lambda/2$), а третья зона останется непогашенной и даст дифракционный максимум на линии, проходящей через точку O_2 . Такой же максимум появится на линии, проходящей через точку O_2' , симметричную O_2 . Освещенность максимумов O_2 и O_2' будет значительно меньше

освещенности максимума O , поскольку в O попадает весь световой пучок, проходящий через щель, тогда как в O_2 и O_2' попадает только по одной третьей части такого пучка.

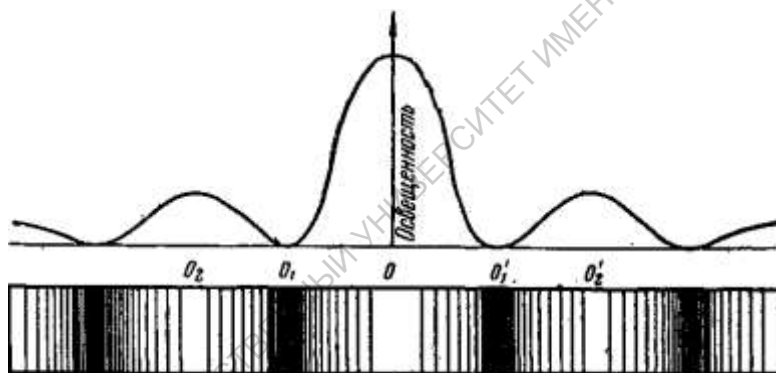
Путем аналогичных рассуждений нетрудно показать, что, за максимумами θ_2 и θ_2' расположатся минимумы, создаваемые лучами, дифрагирующими под углом, при котором пучок лучей можно разделить на четыре зоны Френеля ($\Delta l = 4\lambda/2$). Далее расположатся максимумы, создаваемые лучами, дифрагирующими под углом, соответствующим пяти зонам Френеля ($\Delta l = 5\lambda/2$). В эти максимумы попадает уже по одной пятой части всего пучка, проходящего через щель, поэтому их освещенность будет меньше освещенности максимумов θ_2 и θ_2' .

Можно сказать, что пучки лучей, дифрагирующих под углами, соответствующими нечетному числу зон Френеля, создают на экране дифракционные максимумы, а пучки лучей, дифрагирующих под углами, соответствующими четному числу зон Френеля, создают дифракционные минимумы. Освещенность максимумов уменьшается при увеличении угла дифракции лучей, создающих эти максимумы.

Таким образом, дифракционная картина, получаемая от одной щели, представляет собой чередование темных и светлых полос, симметрично расположенных по обе стороны от центральной светлой полосы. Освещенность светлых полос быстро убывает по мере удаления от центральной полосы. Эта дифракционная картина представлена на рис. (см. также рис. б).

Как мы показали, дифракционные максимумы получаются при разности хода лучей $\Delta l = (2n + 1) \frac{\lambda}{2}$, а дифракционные минимумы — при $\Delta l = 2n \frac{\lambda}{2}$. Но из рис. очевидно, что $\Delta l = a \sin \varphi$, где a — ширина щели. Следовательно, при дифракции света от одной щели дифракционные максимумы наблюдаются под углами

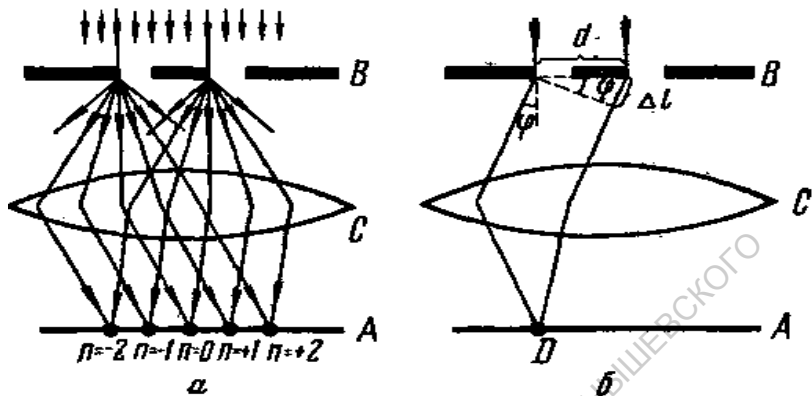
$$\sin \varphi = (2n + 1) \frac{\lambda}{2a}$$



а дифракционные минимумы — под углами, для которых

$$\sin \varphi = 2n \frac{\lambda}{2a}$$

2. Дифракция от двух и от многих параллельных щелей.



Пусть пучок параллельных монохроматических лучей падает перпендикулярно экрану B с двумя параллельными щелями, находящимися на расстоянии d друг от друга (рис.). Тогда эти щели становятся когерентными источниками света.

Если за экраном B помещена собирающая линза C , то на экране, расположенном в фокальной плоскости линзы, возникнет дифракционная картина, являющаяся результатом двух процессов: *дифракции света от каждой отдельной щели и интерференции света от обеих щелей*. Однако, основные черты этой картины определяются вторым процессом, к ознакомлению с которым мы и перейдем.

САРАТОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ ГЕОРГИЯ ДИДЯКОВА

Рассмотрим лучи, падающие, например, на левые края обеих щелей. Благодаря дифракции свет от щелей будет распространяться во всевозможных направлениях (рис. а). На рис. б видно, что разность хода параллельных лучей, дифрагирующих от щелей под углом φ , равна

$$\Delta l = d \sin \varphi.$$

При разности хода, равной четному/нечетному числу полуволн лучи дадут на экране интерференционный максимум/минимум.

Будучи собраны линзой S в одну линию (проходящую параллельно щелям через точку D экрана), эти лучи проинтерферируют. Результат интерференции будет зависеть от величины разности хода Δl . При разности хода, равной целому числу волн, лучи дадут на экране интерференционный минимум.

Таким образом, углы дифракции, соответствующие максимумам освещенности

$$\sin \varphi = n \frac{\lambda}{d},$$

а углы дифракции, соответствующие минимумам освещенности экрана, определятся из соотношения

$$\sin \varphi = (2n + 1) \frac{\lambda}{2d},$$

где n — целые (положительные и отрицательные) числа натурального ряда ($n = \pm 0, 1, 2, 3, \dots$).

Согласно этому, по обе стороны от центрального максимума ($n = 0$) располагаются первые максимумы — правый ($n = +1$) и левый ($n = -1$), далее располагаются вторые максимумы ($n = +2$ и $n = -2$) и т. д.

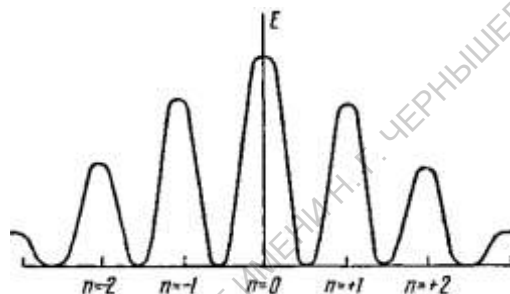
$$\sin \varphi = n \cdot \frac{d}{\lambda},$$

Однако возможное число максимумов является ограниченным ($\sin \varphi < 1$): оно не может быть больше, чем d/λ

$$n \ll \frac{d}{\lambda}.$$

Освещенность различных максимумов неодинакова. Сильнее всего освещен центральный максимум ($n = 0$), первые максимумы ($n = \pm 1$) освещены слабее, вторые максимумы ($n = \pm 2$) еще слабее и т. д. (см. рис. ; по вертикали откладывается освещенность

дифракционной картины, по горизонтали — расстояния до центрального максимума). Это обусловлено тем, что, как было выяснено при рассмотрении

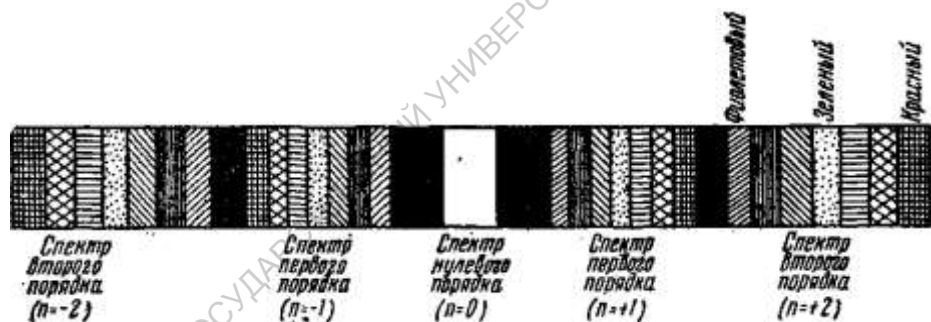


дифракции от одной щели, освещенность экрана, создаваемая дифрагирующими лучами, уменьшается по мере увеличения угла дифракции.

Расчеты показывают, что при дифракции света от совокупности многих параллельных щелей, расположенных близко друг к другу, создается такая же дифракционная картина, как в случае двух щелей. Только максимумы получаются более яркими и узкими, а разделяющие их минимумы — широкими и практически совершенно темными. Расстояние между соседними максимумами и их яркость возрастают по мере увеличения числа щелей.

Формула, определяющая местоположения максимумов при дифракции от двух щелей, остается справедливой и в случае дифракции от многих щелей.

Местоположение каждого максимума зависит от длины волны света. Чем она больше, тем больше $\sin\varphi$, т. е. тем под большим углом дифракции получается максимум для этой волны. Отсюда следует, что при использовании белого света каждый максимум (кроме центрального) приобретает радужную окраску, причем внутренний его край (по отношению к центральному максимуму) станет фиолетовым, а наружный — красным, так как фиолетовому цвету соответствуют наиболее короткие волны, а красному — наиболее длинные; между фиолетовым и красным краями максимума расположатся остальные спектральные цвета (рис. 329). В этой связи дифракционные максимумы принято называть *дифракционными спектрами*,



а число n — *порядком спектра*. Спектр нулевого порядка остается белым, так как при $n = 0$ угол дифракции $\varphi = 0$ для всех длин волн λ .

Следует отметить, что дифракционные спектры высоких порядков начинают налагаться друг на друга. Так, в случае использования белого света спектры второго и третьего порядков уже частично перекрываются, длинноволновый участок спектра 2-го порядка налагается на коротковолновый участок спектра 3-го порядка.

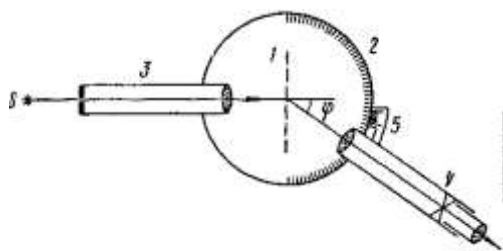
Совокупность большого числа узких параллельных щелей, расположенных близко друг от друга, называется *дифракционной решеткой*, а расстояние d между соседними щелями — *периодом решетки* (см. рис., схема).



Решетку, имеющую постоянный период и одинаковую ширину всех щелей, называют *регулярной*.

Дифракционные решетки изготавливают путем нанесения тонких штрихов (царапин) на поверхности стеклянной пластинки (*прозрачная решетка*) или металлического зеркала (*отражательная решетка*). Очевидно, что в таких решетках роль щелей играют промежутки между штрихами. Штрихи наносятся алмазным резцом с помощью делительной машины. Лучшие дифракционные решетки имеют до 1200—1500 штрихов на миллиметр, что соответствует периоду (d) 0,83—0,56 мкм.

Посредством дифракционной решетки проводятся очень точные измерения длины световых волн. Для этого пользуются *дифракционным спектроном*, схема которого изображена на рис.



Дифракционная решетка 1 установлена на неподвижном круге 2, имеющем угловые деления. Свет от источника S проходит через узкую щель коллиматора 3 и падает на решетку. Поворачивая зрительную трубу 4, наводят ее визир на исследуемую линию дифракционного спектра. Отсчет угла дифракции, соответствующего этой линии, производят с помощью нониуса 5, связанного со зрительной трубой. Затем в формулу

$$\lambda = \frac{d \sin \varphi}{n},$$

подставляют измеренное значение угла Φ и порядок спектра n , в котором наблюдалась линия, и вычисляют длину волны.

Вообще говоря, дифракционной решеткой может служить не только совокупность щелей, но и совокупность большого числа любых неоднородностей (отверстий и преград) на плоскости или в объеме; в последнем случае решетка называется *пространственной*. Пространственной (нерегулярной) решеткой является, например, так называемая *мутная среда*, т. е. среда, в которой взвешено множество очень мелких частиц какого-нибудь инородного вещества. К мутным средам относятся коллоидные растворы, задымленные газы и т. п.

Проходя через мутную среду, свет дифрагирует от ее беспорядочно (нерегулярно) расположенных микронеоднородностей и распространяется во всевозможных направлениях, т. е., как говорят, *рассеивается* (не создавая какой-либо определенной дифракционной картины). Поэтому дифракцию света в мутных средах обычно называют *рассеянием света*. Такое рассеяние наблюдается, например, в запыленном воздухе, пронизываемом солнечными лучами: благодаря рассеянию света на пылинках лучи становятся видимыми со стороны.

Особый интерес представляет так называемое *молекулярное рассеяние* света, происходящее в жидкостях и газах, совершенно очищенных от посторонних частиц. В данном случае свет дифрагирует (рассеивается) от мельчайших уплотнений среды (*флуктуаций плотности*), обусловленных случайными скоплениями значительного числа молекул в отдельных местах

объема жидкости (или газа); эти скопления создаются при беспорядочном тепловом движении молекул.

Интенсивность рассеянного света при молекулярном рассеянии очень мала; она становится заметной лишь в случаях, когда свет проходит через большую толщу рассеивающей среды.

В заключение отметим, что молекулярным рассеянием света в атмосфере объясняются голубой цвет неба и желтоватый оттенок солнечного диска. Согласно закону Рэлея,

интенсивность J рассеянного света обратно пропорциональна четвертой степени длины волны

$$J \sim \frac{1}{\lambda^4}.$$

Следовательно, из белого (солнечного) света, проходящего через атмосферу, рассеиваются преимущественно короткие волны, соответствующие синему и голубому цвету. В связи с этим свет, прошедший через атмосферу, состоит преимущественно из длинных волн, придающих ему и солнечному диску оранжево-желтый оттенок.

Дифракция рентгеновских лучей.

Формула Вульфа—Брэггов

Особый вид электромагнитного излучения (коротковолнового) с длиной волны Ю⁻²—10⁻⁵ мкм,

названн *рентгеновскими лучами*. Эти лучи вызывают свечение экрана, покрытого люминофором, почернение фотоэмульсии. Благодаря чему их можно использовать для фотографирования.

Рентгеновские лучи проходят через непрозрачные для обычного света тела: дерево, металл, кость, мышечную ткань и т. д. Причем более плотные вещества поглощают рентгеновские лучи сильнее, чем менее плотные. Если рентгеновские лучи проходят через объект, характеризующийся неравномерным распределением плотности вещества, то на экране (или фотопластинке), помещенном позади объекта, появляется теневое изображение, на котором распределение освещенности соответствует распределению плотности вещества в объекте. Так, например, на теневом изображении кисти руки (см. рис.) мышечная ткань дает слабую тень, кость — более сильную, а металлическое кольцо *C* и осколки пули *A* и *B* дают очень резкую тень.

Благодаря таким свойствам рентгеновские лучи широко применяются в медицине и технике для исследования *внутреннего* строения тел, например для обнаружения изменений в организме (рентгенодиагностика) и выявления дефектов в деталях машин (рентгенодефектоскопия).

Кроме того, рентгеновские лучи используются в лечебных целях. Больные клетки и ткани организма обладают повышенной чувствительностью к рентгеновским лучам. Поэтому соответствующей дозой рентгеновского облучения можно подавлять и

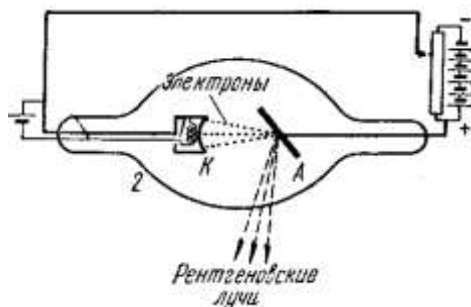
даже разрушать больные ткани организма (например, злокачественные опухоли), не поражая соседних здоровых тканей.

Рентгеновские лучи возникают при резкой остановке электронов, быстро движущихся в рентгеновской трубке. Современная рентгеновская трубка состоит из металлического анода A и катода K , подогреваемого током, проходящим по вольфрамовой спирали 1 (см. рис.). Эти электроды находятся в баллоне 2 с высоким вакуумом (10^{-5} Па). Между катодом и анодом приложено напряжение U ,



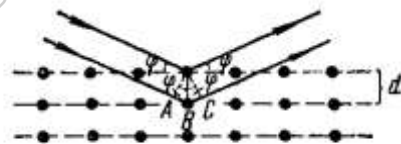
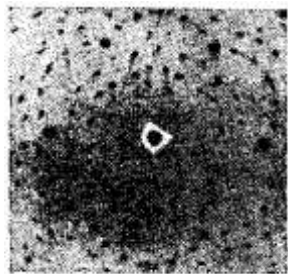
достигающее 10^5 В.

Электроны, эмиттируемые катодом и разгоняемые электрическим полем до скоростей порядка 100000 км/с, ударяются об анод. Движение электронов представляет собой электрический ток, а изменение скорости их движения соответствует *перемене* тока, что, как известно, сопровождается возникновением электромагнитных волн. Очень резкое торможение электронов, происходящее при их ударе об анод, создает коротковолновое электромагнитное



излучение, называемое *тормозным* рентгеновским излучением. Оно имеет *сплошной* спектр, поскольку различные электроны тормозятся с несколько различными ускорениями и, следовательно, испускают волны различной длины.

При очень больших напряжениях U наряду с тормозным излучением возникает так называемое *характеристическое* рентгеновское излучение, имеющее *линейчатый* спектр. Такое излучение создают атомы анода, возбуждаемые ударами электронов, поэтому вид линейчатого спектра зависит от химического состава вещества, из которого изготовлен анод. Более подробно характеристическое излучение рассмотрено в связи со строением атома.



Волновая природа рентгеновских лучей была экспериментально подтверждена по их дифракции от кристаллов. В этих экспериментах кристалл играл роль *пространственной дифракционной решетки*; рассеивающими центрами служили узлы (атомы или ионы) кристаллической решетки. На рис. представлена фотография дифракционной картины, создаваемой рентгеновскими лучами, проходящими через кристалл бериллия. Пятна на этой фотографии соответствуют дифракционным максимумам

рентгеновских волн *определенных* длин (остальные волны, входящие в сплошной спектр тормозного рентгеновского излучения, рассеиваются кристаллом равномерно, вызывая равномерное потемнение фотопластинки—фон).

Дифракция рентгеновских лучей имеет место как при прохождении их через кристалл, так и при отражении от него. Условие, необходимое для дифракции рентгеновских лучей, можно получить исходя из следующих соображений.

Пусть пучок параллельных рентгеновских лучей падает на кристалл под *углом скольжения* θ к системе параллельных плоскостей, проходящих через узлы (атомы) кристаллической решетки (см. рис.). Такие атомные плоскости можно рассматривать как полупрозрачные зеркала, частично, пропускающие и частично отражающие рентгеновские лучи. Следовательно, отраженные лучи выходят из кристалла также под углом θ к атомным плоскостям. Будучи когерентными, эти лучи создают на фотопластинке изображение дифракционных максимумов при условии, что разность хода соседних лучей ($AB + BC = 2d \sin \theta$) составляет целое число длин волн (d — расстояние между атомными плоскостями, $n = 1, 2, 3, \dots$). Это - условие *Вульфа — Брэггов*. Углы θ измеряются на фотографии дифракционной картины (по положению дифракционных максимумов).

Если известна длина волны рентгеновского излучения, то можно определять расстояния d , характеризующие структуру кристаллов; такой

метод исследования строения тел называется *рентгеноструктурным анализом*.

При использовании кристалла известной структуры (с известным расстоянием d) формула Вульфа — Брэггов дает возможность определять длины волн, входящих в состав рентгеновского излучения. На этом основан метод определения химического состава вещества, называемый *рентгеноспектральным анализом*. Исследуемое вещество бомбардируют быстрыми электронами (поместив его, например, на анод разборной рентгеновской трубки), в результате чего оно испускает *характеристические* рентгеновские лучи, падающие на кристалл известной структуры. Сфотографировав возникающую при этом дифракционную картину, измеряют углы φ и рассчитывают соответствующие длины волн. Полученный линейчатый спектр дает возможность судить о химическом составе излучающего вещества, поскольку каждому химическому элементу присущ вполне определенный спектр характеристического излучения.

О дифракции микрочастиц и волнах де-Бройля

Высказывалась гипотеза о глубокой аналогии между свойствами света и вещества. Что подобно свету, вещество должно обладать как корпускулярными, так и *волновыми* свойствами. В частности, всякой *движущейся* микрочастице

должна соответствовать (может быть сопоставлена)
волна длиной

$$\lambda = \frac{h}{mv},$$

где m — масса микрочастицы, v — ее скорость, h — постоянная Планка.

Экспериментальное подтверждение этой гипотезы — дифракция электронов, отраженных от монокристалла никеля. Дифракция электронов наблюдалась также при прохождении электронного пучка через тонкие пленки металлов и других веществ. При этом возникали дифракционные картины, подобные тем, которые дает дифракция рентгеновских лучей. На рис. представлена фотография дифракционной картины, создаваемой электронами, проходящими через кристалл хлористого натрия.

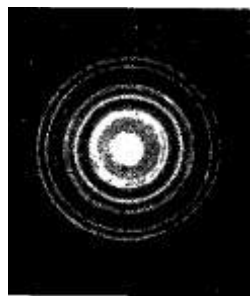
Дифракция является волновым процессом, поэтому дифракция электронов доказывает существование *электронных волн*. Эти волны дифрагируют от кристалла подобно рентгеновским лучам.

Весьма существенно, что формула Вульфа — Брэггов, выведенная для случая дифракции рентгеновских лучей, оказалась справедливой и в случае дифракции электронов: значение длины электронной волны, рассчитанное по формуле Вульфа — Брэггов (по данным опытов с дифракцией электронов), совпало с ее значением, вычисленным по формуле де-Бройля.

Рассчитаем длину волны, соответствующую электронным лучам, используемым в электронном микроскопе. Скорость v электрона в электронном микроскопе составляет около 140 000 км/с, массу электрона m можно считать равной его массе покоя $m_0 = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг. Тогда

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{6,625 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}}{9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг} \cdot 1,4 \cdot 10^8 \text{ м/с}} \approx 5 \cdot 10^{-12} \text{ м} = 5 \cdot 10^{-6} \text{ мкм.}$$

Таким образом, длина электронной волны в электронном микроскопе приблизительно в 100 000 раз меньше средней длины волны видимого света (0,5 мкм). Именно этим объясняется очень большая разрешающая способность электронного микроскопа в сравнении с оптическим микроскопом. Действительно, учитывая, что числовая апертура электронного микроскопа равна примерно 0,05, получим для разрешаемого расстояния электронного микроскопа значение



$$\Delta y = 0,61 \cdot \frac{5 \cdot 10^{-12}}{0,05} \approx 6 \cdot 10^{-11} \text{ (м)} = 6 \cdot 10^{-9} \text{ см}$$

(для оптического микроскопа $\Delta y = 3 \cdot 10^{-5}$ см).

Размер атомов и молекул имеет порядок 10^{-8} см; следовательно, в принципе под электронным микроскопом можно рассматривать отдельные атомы и молекулы вещества.

Помимо дифракции электронов была экспериментально обнаружена и исследована дифракция нейтронов, атомов, молекул и других микрочастиц, что окончательно подтвердило наличие волновых свойств у микрочастиц и дало возможность рассматривать и описывать движение этих частиц как некий волновой процесс, характеризующийся определенной длиной волны.

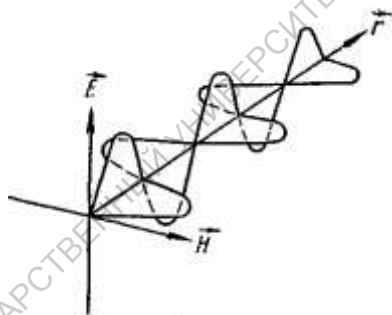
Вообще говоря, волны де-Бройля присущи всяким движущимся частицам, в том числе и макроскопическим телам. Однако у тел большой массы эти волны оказываются столь короткими, что их совершенно невозможно обнаружить. Например, для ружейной пули массой $m = 9$ г, летящей со скоростью $v = 400$ м/с, длина волны

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{6,625 \cdot 10^{-34}}{9 \cdot 4 \cdot 10^{-1}} \approx 2 \cdot 10^{-34} \text{ (м)}.$$

В связи с этим можно считать (как это и делается в классической механике), что макроскопические тела не обладают волновыми свойствами.

Поляризация света. Естественный и поляризованный свет» Поляризация света в турмалине. Поляроиды

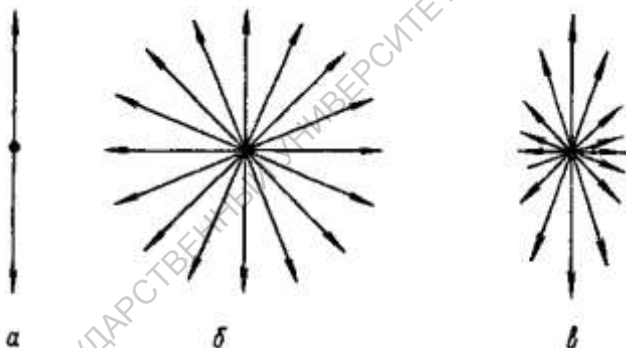
Свет, излучаемый *отдельным* атомом, представляет собой электромагнитную волну, т. е. совокупность двух поперечных взаимно перпендикулярных волн — *электрической* (образованной колебанием вектора напряженности электрического поля E) и *магнитной* (образованной колебанием вектора напряженности магнитного поля H), идущих вдоль общей прямой Γ , называемой световым лучом (см. рис.).



Луч (свет), у которого электрические колебания совершаются все время в одной и только одной плоскости, называется *поляризованным лучом* (светом); разумеется, что при этом магнитные колебания совершаются в другой (перпендикулярной) плоскости (названной *плоскостью поляризации света*). Из данного определения следует, что свет, излучаемый отдельным атомом, является *поляризованным* (во

всяком случае в течение всего периода излучения этого атома).

Опыт и теория показывают, что химическое, физиологическое и другие виды воздействия света на вещество обусловлены главным образом *электрическими колебаниями*. Поэтому, а также для упрощения рисунков, изображающих световую волну (или луч), мы будем в дальнейшем говорить только об электрических колебаниях, а плоскость, в которой они совершаются, называть *плоскостью световых колебаний*, или просто *плоскостью колебаний*. Тогда луч поляризованного света можно схематически изобразить так, как это сделано на рис. а (луч перпендикулярен плоскости рисунка);



векторы соответствуют амплитудным значениям напряженности электрического поля E).

На практике мы никогда не встречаемся со светом от одного отдельного атома, поскольку всякий реальный источник света (светящееся тело) состоит из множества атомов, излучающих беспорядочно, т. е. испускающих световые волны со всевозможными ориентациями плоскости колебаний. Эти волны налагаются друг на друга, в результате чего любому

лучу, исходящему от реального (естественного) источника света, будет соответствовать множество разнообразно ориентированных плоскостей колебания (рис. б). Такой луч (свет) является неполяризованным и называется *естественным лучом* (светом).

Обычно интенсивность излучения каждого из атомов, составляющих светящееся тело, в среднем одинакова; поэтому у естественного света амплитудные (максимальные) значения вектора E одинаковы во всех плоскостях колебания. Бывают, однако, случаи, когда у светового луча амплитудные значения вектора E оказываются неодинаковыми для различных плоскостей колебания; такой луч называется *частично поляризованным*. На рис. в изображен частично поляризованный луч, у которого колебания совершаются преимущественно в вертикальной плоскости.

В отличие от естественного поляризованный свет характеризуется не только интенсивностью (зависящей от амплитуды напряженности поля E) и цветом (зависящим от длины волны), но еще и положением плоскости колебаний. Поэтому, например, поляризованные лучи 1, 2 и 3 (см. рис.), интенсивность и цвет которых одинаковы, не тождественны друг другу. Однако человеческий глаз не обнаруживает различия между поляризованными лучами, имеющими различную ориентацию плоскости колебания, и вообще не отличает поляризованного света от естественного.

Естественный свет можно *поляризовать*, т. е. превратить его в поляризованный свет. Для этого

надо создать такие условия, при которых колебания вектора напряженности электрического поля E могли бы совершаться только вдоль одного определенного направления. Подобные условия могут, например, иметь место при прохождении естественного света через среду, *анизотропную в отношении электрических колебаний*. Как известно, анизотропия свойственна кристаллам. Поэтому, можно ожидать поляризации света, проходящего через кристалл. Действительно, опыт показывает, что многие природные и искусственно созданные кристаллы поляризуют проходящий через них естественный свет.

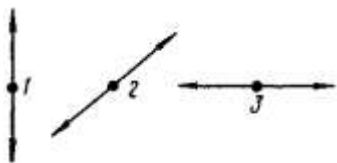
В самых общих чертах физическая сущность процесса поляризации света, проходящего через кристалл, состоит в следующем. Согласно электромагнитной теории Максвелла, переменное электрическое поле световой волны вызывает в кристаллическом диэлектрике переменный *поляризационный ток*, т. е. переменное смещение заряженных частиц (атомов, ионов), составляющих кристаллическую решетку. Поляризационный ток выделяет тепло; следовательно, в кристалле *происходит превращение световой энергии в теплоту*.

Благодаря анизотропии кристалла возможная величина смещения его частиц, а следовательно, и сила поляризационного тока оказываются неодинаковыми для различных плоскостей кристаллической решетки. Очевидно, что световая волна, идущая в плоскости, соответствующей значительным возможным смещениям частиц, вызывает сильный поляризационный ток и потому

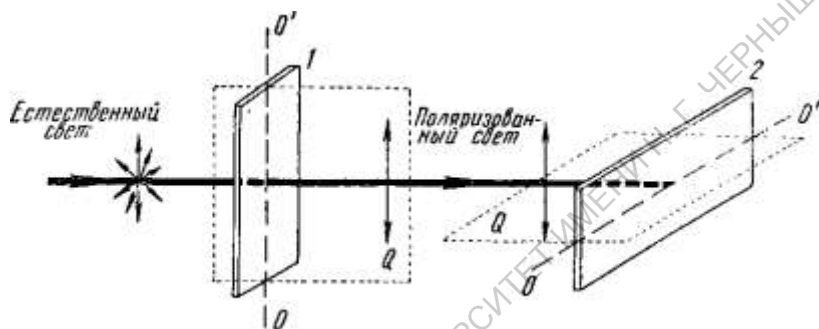
практически полностью поглощается кристаллом. Если же световая волна идет в плоскости, соответствующей малым смещениям частиц, то она вызывает слабый поляризационный ток и проходит через кристалл без существенного поглощения.

Таким образом, из электрических колебаний естественного света, имеющих всевозможные направления, через кристалл проходят (без поглощения) только те, которые совершаются в плоскости, соответствующей *минимуму* поляризационного тока;

остальные колебания в той или иной мере ослабляются, так как через кристалл проходят только их *проекции* на эту плоскость. В результате у света, прошедшего через кристалл, электрические колебания совершаются лишь в одной определенной плоскости, т. е. свет оказывается поляризованным.

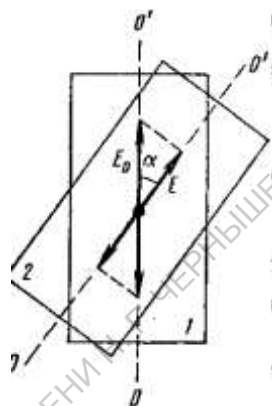


К природным кристаллам, поляризующим свет, относится, например, *турмалин*. Естественный луч, прошедший через пластинку турмалина вырезанную параллельно *оптической оси* OO' кристалла, полностью поляризуется и имеет электрические колебания только в *главной плоскости* Q , т. е. в плоскости, содержащей оптическую ось и луч (см. рис.).



В каждом кристалле имеется направление, относительно которого атомы (или ионы) кристаллической решетки расположены симметрично; оно называется *оптической осью* кристалла. Подчеркнем, что оптическая ось — это не какая-то одна линия, а определенное направление в кристалле; все прямые, проведенные в кристалле параллельно этому направлению, являются оптическими осями.

Если естественный луч идет вдоль оптической оси, то все его электрические колебания перпендикулярны ей. В таком случае (благодаря симметричному расположению частиц кристалла относительно оптической оси) все электрические колебания совершаются в одинаковых условиях и все они проходят через кристалл. Поэтому естественный луч, идущий вдоль оптической оси, не поляризуется. При всех иных направлениях луча имеет место его поляризация.



Если за пластинкой 1 помещена вторая пластинка турмалина 2, ориентированная так, что ее оптическая ось перпендикулярна оптической оси пластинки, то через вторую пластинку луч не пройдет (так как его электрические колебания перпендикулярны главной плоскости пластинки 2). Если же оптические оси пластинок 1 и 2 составляют угол α , отличный от 90° , то свет проходит через пластинку 2. Однако, как это следует из рис., амплитуда E световых колебаний, прошедших через пластинку 2, будет меньше амплитуды E_0 световых колебаний, падающих на эту пластинку:

$$E = E_0 \cos \alpha.$$

$$J = J_0 \cos^2 \alpha,$$

где J_0 — интенсивность света, падающего на пластинку, J — интенсивность света, прошедшего через эту пластинку (*закон Малюса*).

Таким образом, поворот пластинки 2 вокруг поляризованного луча сопровождается изменением интенсивности света, прошедшего через эту пластинку; максимум интенсивности имеет место при $\alpha = 0^\circ$, минимум (соответствующий полному гашению света) — при $\alpha = 90^\circ$.

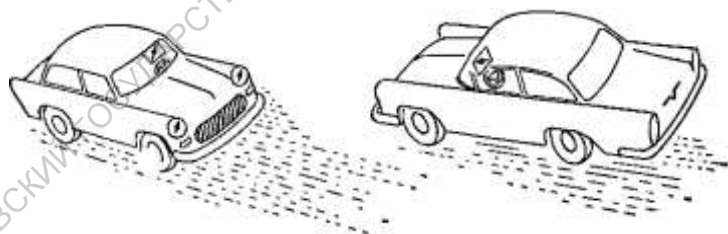
Пластинка 7, поляризующая естественный свет, называется *поляризатором*, а пластинка 2 посредством которой изменяется интенсивность поляризованного света (и тем самым обнаруживается факт поляризации), называется *анализатором*. Понятно, что обе пластинки совершенно одинаковы, данные названия характеризуют лишь назначение пластинок.

Следует отметить, что турмалин обладает значительным селективным поглощением — пропускает преимущественно зеленый свет; это является недостатком турмалина как поляризатора (и анализатора).

Для поляризации света широко применяются так называемые *поляроиды* (поляризационные фильтры). Поляроид представляет собой прозрачную полимерную пленку толщиной около 0,1 мм, содержащую множество мелких искусственных кристалликов — поляризаторов, например

кристалликов *герапатита* (сульфат иодистого хинина). Оптические оси всех кристалликов герапатита ориентируются в одном направлении в процессе изготовления поляроида. Поляроидная пленка сравнительно недорога, весьма эластична, имеет большую площадь, обладает почти одинаковым (незначительным) поглощением для всех длин волн видимого света.

Одним из интересных практических применений поляроида является его использование на автотранспорте для защиты водителей от слепящего действия фар встречных автомашин. С этой целью на ветровое стекло и на стекла фар наклеиваются поляроидные пленки, оптические оси которых параллельны и составляют 45° с горизонтом. Тогда, как это видно на рис., оптическая ось поляроида ветрового стекла одной машины будет перпендикулярна оптической оси поляроида фар *встречной* машины.



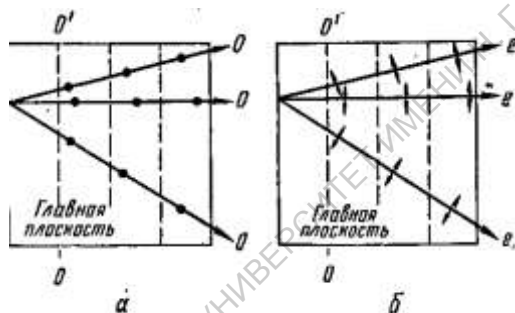
Так как интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды световых колебаний, то

при такой ориентации оптических осей поляроидов поляризованный свет фар не пройдет через ветровое стекло встречной машины; следовательно, водитель практически не видит света фар встречных машин (но увидит, конечно, эти машины в свете фар своего автомобиля).

Двойное лучепреломление. Поляризация света в исландском шпате. Призма Николя

В связи со сложностью структуры кристалла процесс поляризации света в них является, вообще говоря, значительно более сложным, чем он описывался в предыдущем параграфе. Оказывается, что из естественного луча, проходящего через кристалл, образуется не один, а *два луча, поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях*. Электрические колебания одного из этих лучей перпендикулярны главной плоскости кристалла; он называется *обыкновенным лучом* (обозначается буквой *o*). Электрические колебания другого луча совершаются в главной плоскости; он называется *необыкновенным лучом* (обозначается буквой *e*). Очевидно, что при любом направлении обыкновенного луча его электрические колебания перпендикулярны оптической оси OO' кристалла (рис. а); поэтому обыкновенные лучи распространяются по всем направлениям с *одинаковой скоростью* $c_0 = \text{const}$ и, следовательно, показатель преломления n_0 для обыкновенного луча есть величина постоянная ($n_0 =$

$c/c_0 = \text{const}$, где c — скорость света в вакууме) У необыкновенного луча угол между направлением электрических колебаний и оптической осью отличен от прямого и зависит от направления луча (рис. б); поэтому необыкновенные лучи распространяются по различным направлениям с *различными скоростями*. Отсюда следует, что показатель преломления для необыкновенного луча является переменной величиной, зависящей от направления луча:



САРАТОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ Г. ЧЕРНЫШЕВСКОГО

Благодаря различию показателей преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей эти лучи претерпевают в кристалле неодинаковое

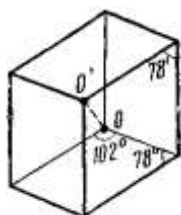
преломление; они разделяются (раздваиваются) и идут в нескольких различных направлениях. Это явление называется

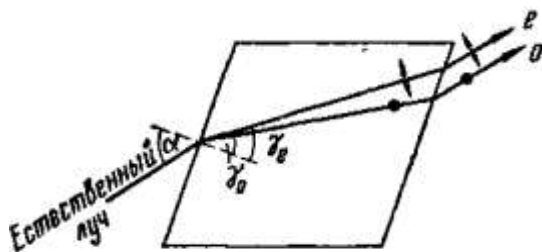


двойным лучепреломлением. Оно имеет место и в турмалине и в поляроиде. Однако эти вещества очень сильно поглощают обыкновенный луч, поэтому через достаточно толстую пластинку турмалина (1 мм) или пленку поляроида (0,1 мм) проходит только один поляризованный луч (необыкновенный).

Иначе обстоит дело при поляризации света в кристалле исландского шпата. Он одинаково прозрачен для обыкновенного и необыкновенного лучей и потому обладает ярко выраженным двойным лучепреломлением, в чем легко убедиться по кажущемуся раздвоению какого-либо предмета (например, надписи), рассматриваемого через кристалл исландского шпата (см. рис.).

Кристаллы, полученные из исландского шпата, имеют обычно форму *ромбоэдра* — шестигранника, все грани которого

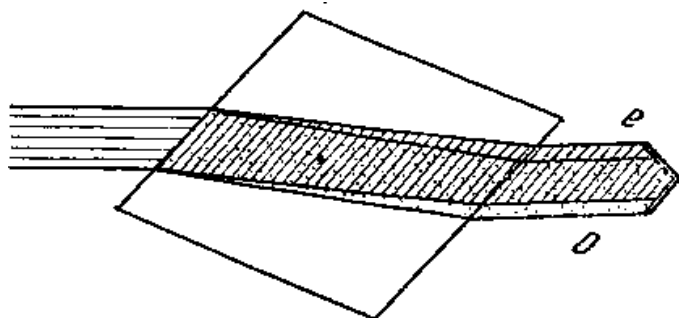




являются ромбами с тупым углом 102° (рис.). Короткая диагональ OO' ромбоэдра является направлением оптических осей исландского шпата. Все плоскости, параллельные граням ромбоэдра, являются плоскостями спайности, по которым шпат легко раскалывается. Поэтому природный кристалл исландского шпата можно расколоть не только на ромбоэдры, но и на четырехгранные призмы с гранями в форме параллелограммов.

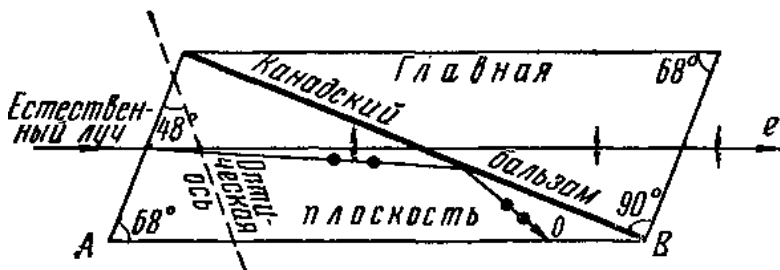
На рис. показан ход лучей при двойном лучепреломлении в кристалле исландского шпата. У этого кристалла показатель преломления для обыкновенного луча n_o больше показателе преломления для необыкновенного луча n_e . Поэтому, угол преломления обыкновенного луча меньше, чем необыкновенного. Интенсивности обыкновенного и необыкновенного лучей одинаковы и равны половине интенсивности падающего (естественного) луча. При выходе из призмы эти лучи становятся параллельными и идут на небольшом расстоянии один от другого. Поэтому, при не очень узком падающем пучке света пучки обыкновенных и необыкновенных лучей частично налагаются друг на

друга, давая (в области наложения) неполяризованный свет (см. рис.).



Исландский шпат широко используют в качестве поляризатора и анализатора во многих оптических приборах. Для этого из шпата изготавливают *поляризационную призму*, пропускающую только один сорт поляризованных лучей (например, необыкновенные лучи).

Наиболее распространенной поляризационной призмой является *призма Николя*. Для ее изготовления торцовые грани продолговатой четырехгранной призмы (выколотой из куска шпата по плоскостям спайности) сошлифовывают так, чтобы они составляли с ребрами острый угол 68° (см. рис.). Затем призму распиливают на две части



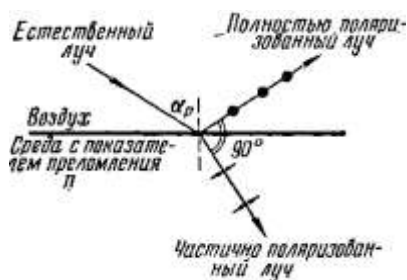
вдоль плоскости, перпендикулярной торцовым граням и главной плоскости. Отшлифовав поверхности распила, их склеивают канадским бальзамом.

Показатель преломления канадского бальзама меньше n_o , но больше n_e . Следовательно, для обыкновенного луча бальзам является средой оптически менее плотной, а для необыкновенного луча — более плотной, чем исландский шпат. Поэтому обыкновенный луч, падающий на слой бальзама под углом, большим предельного, претерпевает *полное отражение*, а необыкновенный луч при любых углах падения проходит через этот слой.

Если естественный луч падает на торцовую грань призмы параллельно основанию призмы AB , то необыкновенный луч проходит через призму, почти не отклоняясь от первоначального направления, а обыкновенный луч, претерпев полное отражение от слоя канадского бальзама, поглощается зачерненной поверхностью основания AB . Таким образом, сквозь призму Николя проходит только *один* поляризованный луч (необыкновенный) с электрическими колебаниями в главной плоскости призмы.

Явление поляризации света служит убедительным экспериментальным подтверждением *поперечности* световых (электромагнитных) волн, поскольку поляризоваться могут только поперечные (а не продольные) волны.

Плоская поляризация света имеет место не только при его прохождении через кристаллы, но и при преломлении и отражении на границе *изотропных*



диэлектрических сред. В этом случае отраженный и преломленный лучи *частично* поляризуются во взаимно перпендикулярных плоскостях (у преломленного света электрические колебания совершаются

преимущественно в плоскости падения). Степень поляризации зависит от величины угла падения. При некотором определенном угле падения α_p (см. рис.) отраженный свет оказывается *полностью* поляризованным (преломленный свет остается частично поляризованным). Этот угол, называемый *углом полной поляризации*, связан с относительным показателем преломления отражающей среды n (*закон Брюстера*)

$$\operatorname{tg} \alpha_p = n$$

(при этом отраженный и преломленный лучи взаимно перпендикулярны).

Отметим, что, например, для стекла $\alpha_p = 57^\circ$, а для воды $\alpha_p = 53^\circ$.

Вращение плоскости колебаний поляризованного света. Поляриметр

Некоторые вещества, называемые *оптически активными*, поворачивают (вращают) плоскость электрических колебаний поляризованного света, проходящего через них (не изменяя при этом амплитуды колебаний). Это явление называется *вращением плоскости поляризованного света*. Оно схематически показано на рис. При прохождении поляризованного луча через оптически активное вещество плоскость колебаний поворачивается вокруг луча.

К оптически активным веществам относится ряд твердых тел (кварц, киноварь, сахар и др.) и многие жидкости (скипидар, водный раствор

сахара, никотин, винная кислота и т. д.). Вещества, поворачивающие плоскость колебаний по часовой стрелке (если смотреть навстречу лучу), называются *правовращающими*, а вещества, поворачивающие эту плоскость в противоположном направлении, — *левовращающими*. Многие оптически активные вещества существуют в двух разновидностях — правовращающей и левовращающей.

Вращение плоскости колебаний поляризованного света обусловлено особенностями структуры активных веществ (асимметричным строением молекул, не имеющих ни центра симметрии, ни плоскости симметрии).

Угол поворота плоскости колебаний поляризованного света пропорционален толщине слоя вращающего вещества, через который проходит свет (см. рис.): $\Theta = \alpha l$; в случае раствора этот угол пропорционален еще и концентрации раствора C :

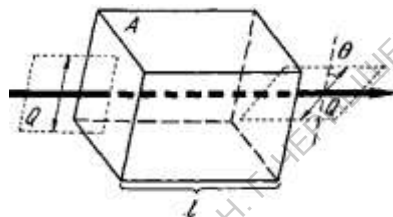
$$\Theta = \alpha l C.$$

Коэффициент α , называемый *удельным вращением*, характеризует вращательную способность вещества (для раствора α равен углу, на который поворачивается плоскость колебания поляризованного света, проходящего через слой раствора единичной толщины и единичной концентрации).

Удельное вращение зависит от длины волны света. Поэтому, одно и то же активное вещество поворачивает плоскость колебаний волн различной длины на различные углы. Так, например, слой вод-

ного раствора тростникового сахара толщиной в 1 дм при концентрации в 1 г сахара на 1 см³ раствора поворачивает плоскость колебаний красного света ($\lambda = 0,656$ мкм) на 53°, желтого света ($\lambda = 0,589$ мкм) — на 66,5° и зеленого света ($\lambda = 0,535$ мкм) — на 82°. Это явление называется *вращательной дисперсией*. Обычно θ возрастает с уменьшением λ .

На вращении плоскости колебаний поляризованного света основан простой и весьма точный метод определения

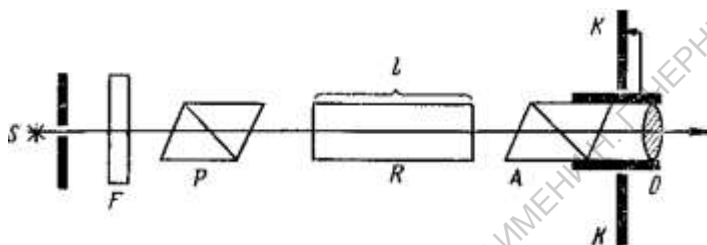


концентрации растворов оптически активных веществ; сущность его состоит в следующем.

Свет от источника S пропускают через светофильтр F и поляризатор P, превращая его в монохроматический поляризованный свет (см. рис.). Наблюдая в окуляр O, поворачивают анализатор A таким образом, чтобы свет не проходил через него, т.е., как говорят, «устанавливают анализатор на темноту». Очевидно, что при этом главные плоскости поляризатора и анализатора взаимно перпендикулярны. Отсчет положения анализатора производят по кругу K_y имеющему угловые деления. Затем между поляризатором и анализатором помещают стеклянную трубку R, заполненную исследуемым раствором. При этом поле зрения окуляра просветлеет, поскольку раствор повернет плоскость колебаний на некоторый угол и она не будет уже перпендикулярна главной плоскости

анализатора. Очевидно, что на такой же угол следует повернуть анализатор, чтобы вновь установить его на темноту. Выполнив это, снимают отсчет по кругу К и находят угол $\Theta = \Theta_1 - \Theta_2$.

$$C = \frac{\Theta}{al}.$$



Из этого соотношения можно определить концентрацию C .

Прибор, служащий для определения концентрации растворов оптически активных веществ, называется *поляриметром*; на рис. дана его принципиальная схема. Поляриметр, предназначенный для измерения концентрации водных растворов сахара носит название *сахариметра*; он широко используется в сахарном производстве.

Задача 1. В опыте с зеркалами Френеля расстояние между мнимыми изображениями источника света равно $d = 0,5$ мм, расстояние до экрана $L = 5$ м. В зеленом свете на экране получились интерференционные полосы на расстоянии 5 мм друг от друга. Найти длину волны зеленого света.

Решение.

Расстояние между соседними интерференционными полосами $\Delta x = \lambda L/d$. Тогда

$$\lambda = \frac{d \cdot \Delta x}{L} = \frac{5 \cdot 10^{-2} \cdot n_x}{n} = \frac{\lambda_x}{n} = 5 \cdot 10^{-7} \text{ м} = 0,5 \text{ мкм}$$

$$d \sin \varphi = n\lambda$$

где d — период решетки, n_x — порядок спектра, в котором возможно существование спектральной линии λ_x . Тогда

$$\frac{n_x}{n} = \frac{\lambda}{\lambda_x}$$

Задача 2. На дифракционную решетку нормально падают световые лучи. При повороте зрительной трубы гониометра на некоторый угол в поле зрения видна линия 0,44 мкм в спектре третьего порядка ($n = 3$). Будут ли видны под этим же углом какие-либо другие спектральные линии, соответствующие длинам волн, лежащим в пределах видимого спектра (от 0,4 мкм до 0,7 мкм)?

Решение. Согласно условию, отношение λ/λ_x заключено в пределах

$$0,63 < \frac{\lambda}{\lambda_x} < 1,1,$$

Откуда следует, что

$$0,63 < \frac{n_x}{n} < 1,1$$

или, учитывая, что $n < 3$

$$1,89 < n_x < 3,3.$$

Р

Поскольку n_x есть целое число, возможны два случая $n_x = 2$ и $n_x = 3$. Но случай $n_x = 3$ отпадает, так как n тоже равно 3, а линии, относящиеся к одному порядку спектра, не могут накладываться друг на друга. Следовательно, $n_x = 2$.

Тогда $\lambda_x = \lambda \frac{n}{n_x} = 0,44 \text{ мкм} \cdot \frac{3}{2} = 0,66 \text{ мкм}$, что соответствует красному цвету; $\lambda = 0,44 \text{ мкм}$ соответствует синему цвету.

Итак, на синюю линию ($\lambda = 0,44 \text{ мкм}$) спектра третьего порядка накладывается красная линия ($0,66 \text{ мкм}$) спектра второго порядка.

Задача 3. Электронный пучок, падающий на алюминиевую пластинку, дает при отражении дифракционную картину. Период кристаллической решетки алюминия (расстояние между атомными плоскостями) $d = 0,405 \text{ нм}$. Какова скорость электронов в пучке?

Решение. Задача описывает волновые свойства движущихся электронов.

Длина волны, соответствующая электронам пучка, определится из формулы Вульфа — Брэггов

$$\lambda = \frac{2d \sin \varphi}{n}$$

где n — порядок максимума, $\varphi = 90^\circ - \alpha$ — угол скольжения пучка.

Согласно формуле де-Бройля,

$$v = \frac{h}{m \lambda}$$

где m — масса электрона, h — постоянная Планка. Тогда

$$v = \frac{nh}{2md \sin(90^\circ - \alpha)} = \frac{2 \cdot 6,625 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}}{2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг} \cdot 4,05 \cdot 10^{-10} \text{ м} \cdot 0,9998} = 1,8 \cdot 10^6 \text{ м/с}$$

Задача 4. Чему равен угол α между главными плоскостями поляризатора и анализатора, если интенсивность естественного света, прошедшего через поляризатор и анализатор, уменьшилась в четыре раза? Поглощением света пренебречь.

Решение. При прохождении света через поляризатор интенсивность света уменьшается вдвое. Поэтому $J_0 = J^*/2$, где J^* — интенсивность естественного света, J_0 — интенсивность света, прошедшего через поляризатор.

При прохождении света через анализатор интенсивность света уменьшается по закону Малюса

$$J = J_0 \cos^2 \alpha,$$

где J — интенсивность света, прошедшего через анализатор. По условию задачи $J = J_0/4$, поэтому

$$\frac{1}{4} J_0 = \frac{1}{2} J_0 \cos^2 \alpha,$$

откуда

$$\cos \alpha = \frac{\sqrt{2}}{2}$$

$$\alpha = 45^\circ.$$

ПРИЛОЖЕНИЕ

1. Практические занятия

1. Кинематические характеристики в простейших видах движения: прямолинейное равномерное, прямолинейное равнопеременное, равномерное и равнопеременное движение по окружности.
2. Законы Ньютона. Импульс системы материальных точек. Закон сохранения импульса.
3. Работа силы. Потенциальная энергия. Кинетическая энергия. Закон сохранения энергии в механике.
4. Свободные и вынужденные колебания линейного гармонического осциллятора
5. Поперечные и продольные волны. Уравнение плоской бегущей волны.
6. Движение жидкости. Закон Бернулли.
7. Теплота и работа. Первое начало термодинамики. Работа в изопроцессах. Теплоемкости
8. Основные положения молекулярно-кинетической теории вещества. Основное уравнение кинетической теории идеального газа.
9. Закон Кулона. Электростатическое поле и его напряженность. Теорема Остроградского-Гаусса.
10. Потенциал электростатического поля. Связь потенциала с напряженностью. Энергия электрического поля.
11. Электрический ток, сила тока, напряжение, ЭДС. Закон Ома для неоднородного участка цепи.
12. Магнитное поле, магнитная индукция. Закон Ампера и сила Лоренца.
13. Электромагнитная индукция. Закон Фарадея.
14. Закон Ома в цепи переменного тока.
15. Электромагнитная волна.
16. Интерференция и дифракция света.
17. Формула Планка. Внешний фотоэффект. Уравнение Эйнштейна для фотоэффекта.
18. Ядерная модель атома. Постулаты Бора. Атом водорода по Бору.

2. Список вопросов к зачету (экзамену) по курсу «Общая физика»

Механика, Молекулярная физика

1. Система отсчета. Материальная точка. Траектория движения. Путь. Перемещение. Скорость. Ускорение.
2. Кинематические характеристики в простейших видах движения: прямолинейное равномерное, прямолинейное равнопеременное, равномерное и равнопеременное движение по окружности.
3. Силы в природе. Примеры. Законы Ньютона. Система единиц.
4. Центр инерции. Внутренние и внешние силы. Уравнение движения центра инерции.
5. Импульс материальной точки. Импульс системы материальных точек. Закон сохранения импульса.
6. Момент импульса материальной точки. Момент импульса системы материальных точек. Момент силы.
7. Закон сохранения момента импульса системы материальных точек.
8. Вращательное движение твердого тела относительно закрепленной оси. Угловые скорость и ускорение. Уравнение вращательного движения. Момент инерции.
9. Работа силы. Консервативные силы. Потенциальная энергия. Кинетическая энергия. Закон сохранения энергии в механике.
10. Движение частицы в центральном поле. Задача Кеплера. Космические скорости.
11. Свободные и вынужденные колебания линейного гармонического осциллятора в отсутствие и при наличии трения.
12. Волны в упругой среде. Поперечные и продольные волны. Уравнение плоской бегущей волны. Звуковые волны. Инфра и ультра звук.
13. Неинерциальные системы отсчета. Сила инерции. Понятие о принципе эквивалентности.
14. Закон Паскаля и Архимеда. Движение жидкости. Закон Бернулли для идеальной жидкости.
15. Специальная теория относительности Постулаты Эйнштейна. Преобразования Лоренца.
16. Следствие из преобразований Лоренца: относительность временных и пространственных интервалов.
17. Зависимость массы от скорости. Связь между массой и энергией. Кинетическая энергия в теории относительности. Релятивистский импульс.
18. Термодинамическая система параметры процесс и состояние равновесия. Уравнение состояния идеального газа.
19. Теплота и работа. Первое начало термодинамики. Работа в изопроцессах. Теплоемкости.
20. Цикл Карно. КПД идеальной тепловой машины работающей на цикле Карно.
21. Второе начало термодинамики. Статистический смысл энтропии.
22. Реальный газ. Уравнение Ван-дер-Ваальса. Критическое состояние. Экспериментальные изотермы.
23. Фазовые переходы первого рода. Уравнение Клаузиуса-Клайперона. Понятие о фазовых переходах второго рода
24. Основные положения молекулярно-кинетической теории вещества. Кинетический смысл температуры.
25. Распределение Максвелла частиц газа по скоростям. Характерные скорости молекул газа.
26. Распределение Больцмана частиц идеального газа по пространству под действием внешнего поля. Барометрическая формула.

Электромагнетизм, Оптика, Атомная и Ядерная физика

1. Взаимодействие неподвижных зарядов. Закон Кулона. Электростатическое поле и его напряженность. Теорема Остроградского-Гаусса.

2. Потенциал электростатического поля. Связь потенциала с напряженностью. Работа перемещения заряда в поле.
3. Электрическое поле в проводниках. Емкость. Конденсаторы. Энергия электрического поля.
4. Диполь во внешнем поле. Полярные и неполярные диэлектрики. Поляризация диэлектриков. Вектор поляризации. Вектор электрического смещения.
5. Электрический ток, сила тока, напряжение, ЭДС. Закон Ома для неоднородного участка цепи. Работа и мощность постоянного тока. Закон Джоуля - Ленца.
6. Электропроводность жидкостей газов и твердых тел. Ток в вакууме.
7. Магнитное поле, магнитная индукция. Закон Био-Савара-Лапласа. Поле прямого тока. Вихревой характер магнитного поля.
8. Действие магнитного поля на ток. Закон Ампера и сила Лоренца.
9. Электромагнитная индукция. Закон Фарадея. Самоиндукция, взаимная индукция, Энергия магнитного поля.
10. Переменный электрический ток. Активное, емкостное, индуктивное сопротивление. Закон Ома в цепи переменного тока.
11. Колебательный контур. Свободные и вынужденные колебания в контуре.
12. Ток смещения. Полная система уравнений Максвелла в интегральной дифференциальной форме.
13. Электромагнитная волна. Скорость распространения электромагнитных волн. Электромагнитная природа света.
14. Когерентные источники света. Принцип Гюйгенса-Френеля.
15. Интерференция света. Условия \min и \max . освещенности интерференционной картины.
16. Способы получения интерференционной картины.
17. Дифракция света. Дифракция Френеля на круглом отверстии. Дифракционная решетка.
18. Естественный и поляризованный свет. Методы получения поляризованного света. Законы Брюстера и Малюса.
19. Понятие о равновесном тепловом излучении. Закон Кирхгофа. Законы излучения абсолютно черного тела. Формула Планка.
20. Внешний фотоэффект. Уравнение Эйнштейна для фотоэффекта.
21. Энергия, импульс и масса фотона.
22. Опыты Резерфорда по рассеянию α -частиц. Ядерная модель атома. Постулаты Бора. Атом водорода по Бору.
23. Волны де Бройля. Дифракция частиц.
24. Волновая функция и ее статистическая интерпретация. Уравнение Шредингера. Задача о частице в прямоугольной потенциальной яме с бесконечно высокими стенками.
25. Соотношение неопределенностей Гейзенберга.
26. Спин частиц. Системы, состоящие из одинаковых частиц. Принцип тождественности частиц. Принцип Паули..
27. Описание состояния электрона в атоме квантовыми числами. Периодическая система элементов Д.И.Менделеева.
28. Элементы квантовой статистики. Статистика Больцмана. Теория теплоемкостей твердых тел.
29. Статистика Ферми-Дирака. Электронный газ. Уровень Ферми.
30. Статистика Бозе-Эйнштейна. Равновесное излучение. Формула Планка для излучения абсолютно-черного тела.
31. Радиоактивность. α - и β -распады. Правило смещения при радиоактивных распадах.
32. Характеристики атомного ядра. Состав заряд масса спин и магнитный момент ядра. Стабильные и радиоактивные ядра.
33. Дефект массы и энергия связи ядра. Ядерные реакции. Реакции деления. Реакторы.
34. Термоядерные реакции. Проблема управления термоядерной реакцией.
35. Методы регистрации элементарных частиц.

- 36. Представление о классификации элементарных частиц. Частицы и античастицы.**
37. Понятие о составных моделях частиц. Кварки

3. Перечень средств обучения

- 1. Комплект лекционных экспериментальных демонстраций.**
- 2. Оборудование для проведения лабораторных работ по физике.**
- 3. Комплект учебных видео - фильмов по физике.**

4. Литература. (основная)

- 1. Сивухин Д.В. Общий курс физики т.1-5 . М., «Просвещение» 2009**
- 2. Савельев И.В. Курс общей физики т.1-3, М., «Наука», 2008**

Литература. (дополнительная)

- 1. В.Н. Рыжов. Физика, ч.1,2,3 Учебное пособие Саратов, «Научная книга», 2006**
- 2. Яворский Б.М., Дятлов А.А., Милковская Л.В. Курс общей физики. т.1-3. М., «Просвещение», 2009**
- 3. Гершензон Е.М. Малов Н.Н. Курс общей физики. М., «Наука», 2007.**

САРАТОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ Н.Г. ЧЕРНЫШЕВСКОГО