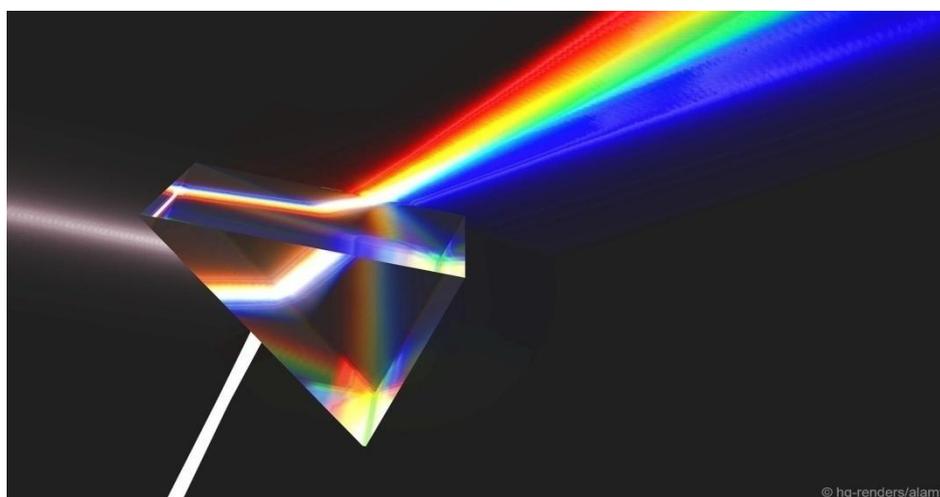


Н.Ф. РОМАНЦОВА

С. Ю. РОМАНЦОВ

ОПТИКА



Лесосибирск 2022

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

Сибирский федеральный университет

Н.Ф. Романцова, С.Ю. Романцов

ОПТИКА

Рекомендовано УМО РАЕ по классическому университетскому и техническому образованию в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений, обучающихся по направлению 44.03.05 – «Педагогическое образование (с двумя профилями подготовки)», направленность 44.03.05.34 «Математика и физика» (Протокол № 907 от «14» апреля 2021 г.)

Лесосибирск, 2022

УДК 539.1 (075): 536.7 (075)

ББК 22.36 Я73+22.365.5Я 73

Р 69

Рецензенты:

А.Н. Втюрин, д-р физ.-мат. наук, главный научный сотрудник Института физики им. Л.В. Киренского СО РАН;

А.М. Иванова, учитель высшей категории, МБОУ СОШ № 2 г. Лесосибирска

Романцова Н.Ф.

Р 69 Оптика: учеб. пособие / Н.Ф. Романцова, С.Ю. Романцов. – Красноярск: Сибирский федеральный ун-т, 2022. – 125 с.

ISBN 978-5-7638-4677-5

Пособие по курсу общей физики раздел «Оптика» включает основные теоретические сведения, примеры решения задач и задачи для самостоятельного решения.

Предназначено для студентов, изучающих физику в качестве основной дисциплины, обучающихся по направлению 44.03.05 «Педагогическое образование (с двумя профилями подготовки)», направленность (профиль) 44.03.05.34 «Математика и физика»

ISBN 978-5-7638-4677-5

© Романцова Н.Ф., 2022

© Романцов С.Ю., 2022

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	5
1. Геометрическая оптика	6
1.1. Основные законы геометрической оптики.....	6
1.2. Зеркала.....	10
1.3. Тонкие линзы.....	15
2. Интерференция света и ее применение	33
2.1. Интерференция света	33
2.2. Методы наблюдения интерференции света.....	35
2.3. Интерференция света в тонких пленках.....	37
2.4. Применение интерференции света.....	40
3. Дифракция света	52
3.1. Принцип Гюйгенса – Френеля. Метод зон Френеля	52
3.2. Дифракция Френеля.....	53
3.3. Дифракция Фраунгофера.....	53
4. Дисперсия и поляризация света	66
4.1. Дисперсия света.....	66
4.2. Электронная теория дисперсии света.....	68
4.3. Поглощение света.....	71
4.4. Естественный и поляризованный свет.....	71
4.5. Поляризация при отражении и преломлении.....	75
4.6. Двойное лучепреломление.....	76
5. Тепловое излучение	85
5.1. Тепловое излучение и его характеристики.....	85
5.2. Закон Кирхгофа.....	87
5.3. Законы теплового излучения.....	89
5.4. Оптическая пирометрия.....	91
6. Фотоэффект	99
6.1. Фотоэффект и его виды.....	99
6.2. Законы внешнего фотоэффекта.....	101
6.3. Применение фотоэффекта.....	104
6.4. Эффект Комптона.....	106
7. Давление света	112
Библиографический список	121
Приложения	122

Введение

Основной задачей данного учебного пособия является привитие студентам навыков самостоятельного изучения раздела курса физики «Оптика», включающего в себя геометрическую и волновую оптику. Предлагаемый материал содержит изложение основных вопросов, знание которых должно способствовать изучению курса общей физики «Оптика».

Курс общей физики, включающий несколько разделов, на нефизических специальностях проходят в течение четырех семестров. Данное учебное пособие предназначено в помощь студентам при изучении теоретического материала и при решении задач на практических занятиях по разделу «Оптика». В нем приведены, кроме теоретического материала, основные формулы, облегчающие усвоение алгоритмов решения типичных задач разной степени сложности, сопровождаемые необходимыми комментариями, и задачи для самостоятельного решения.

Практические занятия – важная компонента учебного процесса. Они учат студентов анализировать изучаемые физические явления, использовать на практике полученные теоретические знания и приобщают к самостоятельной работе. Поэтому каждый раздел пособия заканчивается разработанными авторами практическими занятиями, которые содержат вопросы для подготовки к занятиям, примеры решения задач по данной теме и задачи для самостоятельного решения.

1. Геометрическая оптика

1.1. Основные законы геометрической оптики

Одной из основных моделей геометрической оптики является *световой луч*. Представление о световом луче дает луч солнечного света, проникающий в темную комнату через маленькое отверстие в шторе, или луч лазера. В геометрической оптике световой луч не имеет толщины и изображается линией со стрелкой, указывающей направление распространения света.

Другая модель, принятая в геометрической оптике, – точечный *источник света*. Это любой видимый объект пренебрежимо малых размеров в условиях данной задачи.

Основные законы геометрической оптики были известны задолго до установления физической природы света.

Закон прямолинейного распространения света: в оптически однородной среде свет распространяется прямолинейно. Опытным доказательством этого закона могут служить резкие тени, отбрасываемые непрозрачными телами при освещении светом источника достаточно малых размеров («точечный источник»). Другим доказательством может служить известный опыт по прохождению света далекого источника сквозь небольшое отверстие, в результате чего образуется узкий световой пучок. Этот опыт приводит к представлению о световом луче как о геометрической линии, вдоль которой распространяется свет. Таким образом, геометрическая оптика, опирающаяся на представление о световых лучах, есть предельный случай волновой оптики при $\lambda \rightarrow 0$. Границы применимости геометрической оптики будут рассмотрены в разделе о дифракции света.

На границе раздела двух прозрачных сред свет может частично отразиться так, что часть световой энергии будет распространяться после отражения по новому направлению, а часть пройдет через границу и продолжит распространяться во второй среде.

Закон независимости световых лучей: распространение световых лучей в среде происходит независимо друг от друга.

Закон отражения света: падающий и отраженный лучи, а также перпендикуляр к границе раздела двух сред, восстановленный в точке падения луча, лежат в одной плоскости (**плоскость падения**). Угол отражения β равен углу падения α (рис. 1.1)

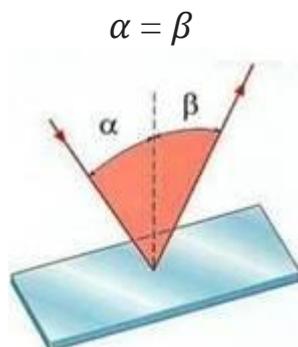


Рис. 1.1. Отражение света.

Закон преломления света: падающий и преломленный лучи, а также перпендикуляр к границе раздела двух сред, восстановленный в точке падения луча, лежат в одной плоскости. Отношение синуса угла падения α к синусу угла преломления β есть величина, постоянная для двух данных сред (рис. 1.2):

$$n = \frac{\sin\alpha}{\sin\beta}$$

Закон преломления был экспериментально установлен голландским ученым В. Снеллиусом в 1621 г.

Преломление света – изменение направления луча на границе раздела двух сред. Постоянную величину n называют **относительным показателем преломления** второй среды относительно первой. Показатель преломления среды относительно вакуума называют **абсолютным показателем преломления**.

Относительный показатель преломления двух сред равен отношению их абсолютных показателей преломления:

$$n = \frac{n_2}{n_1}$$

Законы отражения и преломления находят объяснение в волновой физике. Согласно волновым представлениям, преломление является следствием изменения скорости распространения волн при переходе из одной среды в другую.

Физический смысл показателя преломления – отношение скорости распространения волн в первой среде v_1 к скорости их распространения во второй среде v_2 :

$$n = \frac{v_1}{v_2}$$

Абсолютный показатель преломления равен отношению скорости света c в вакууме к скорости света v в среде:

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

Согласно уравнениям, n_{21} показывает, во сколько раз меняется скорость света при его переходе из одной среды в другую, а n – при переходе из вакуума в среду. В этом заключается физический смысл показателей преломления.

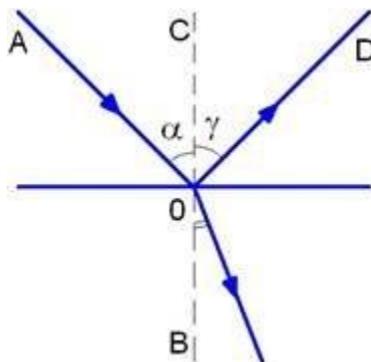


Рис. 1. 2. Законы отражения и преломления: $\gamma = \alpha$; $n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta$

Среду с меньшим абсолютным показателем преломления называют **оптически менее плотной**.

При переходе света из оптически более плотной среды в оптически менее плотную $n_2 < n_1$ (например, из стекла в воздух) можно наблюдать явление **полного отражения**, то есть исчезновение преломленного луча. Это явление наблюдается при углах падения, превышающих некоторый критический угол α_{np} , который называется **предельным углом полного внутреннего отражения** (рис. 1.3).

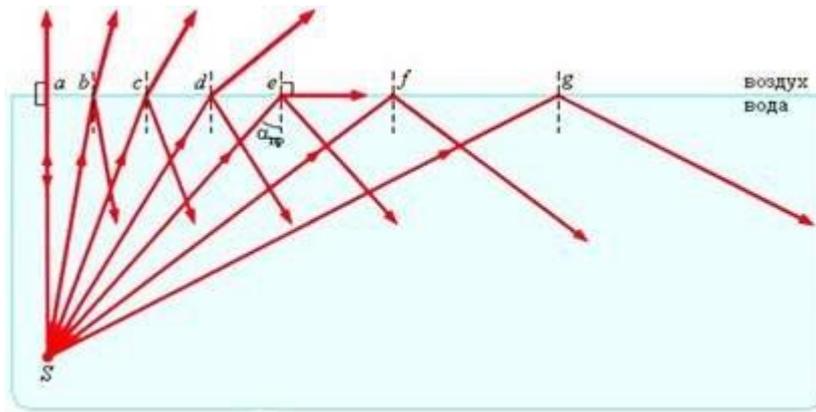


Рис. 1.3. Полное внутреннее отражение света на границе вода – воздух; S – точечный источник света

Для угла падения $\alpha = \alpha_{np} \sin \beta = 1$; значение $\sin \alpha_{np} = n_2/n_1 < 1$.

Если второй средой является воздух ($n_2 \approx 1$), то формулу удобно переписать в виде

$$\sin \alpha_{np} = \frac{1}{n}$$

где $n = n_1 > 1$ – абсолютный показатель преломления первой среды.

Для границы раздела стекло – воздух ($n = 1,5$) критический угол равен $\alpha_{np} = 42^\circ$, для границы вода – воздух ($n = 1,33$) $\alpha_{np} = 48,7^\circ$.

Явление полного внутреннего отражения находит применение во многих оптических устройствах.

Наиболее интересным и практически важным применением явления полного внутреннего отражения служит создание **волоконных световодов**, которые представляют собой тонкие (от нескольких микрометров до миллиметров) произвольно изогнутые нити из оптически прозрачного материала (стекло, кварц). Свет, попадающий на торец световода, может распространяться по нему на большие расстояния за счет полного внутреннего отражения от боковых поверхностей (рис. 1.4.)

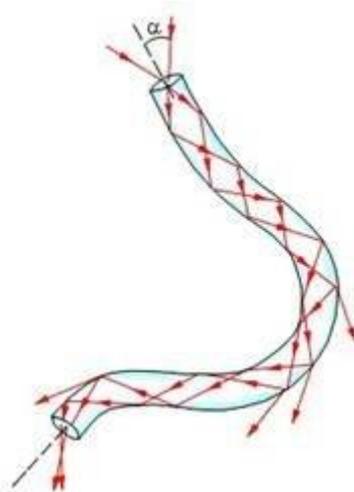


Рис. 1.4. Распространение света в волоконном световоде

При сильном изгибе волокна закон полного внутреннего отражения нарушается и свет частично выходит из волокна через боковую поверхность. Научно-техническое направление, занимающееся разработкой и применением оптических световодов, называется **волоконной оптикой**.

1.2. Зеркала

Простейшим оптическим устройством, способным создавать изображение предмета, является **плоское зеркало**. Изображение предмета, даваемое плоским зеркалом, формируется за счет лучей, отраженных от зеркальной поверхности. Это изображение **мнимое**, так как оно образуется пересечением не самих отраженных лучей, а их продолжений в «зазеркалье» (рис. 1.5).

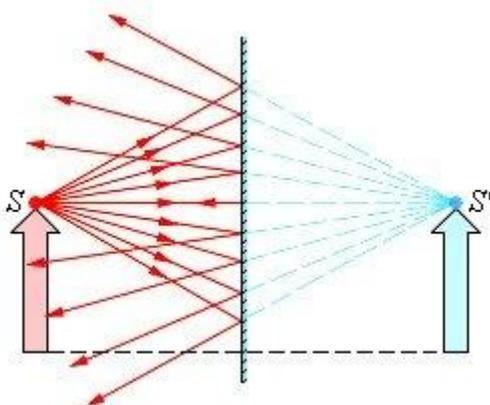


Рис. 1.5. Ход лучей при отражении от плоского зеркала.

Точка S' является мнимым изображением точки S

Вследствие закона отражения света мнимое изображение предмета располагается симметрично относительно зеркальной поверхности. Размер изображения равен размеру самого предмета.

На рис. 1.6 показан ход лучей при отражении от плоского зеркала.

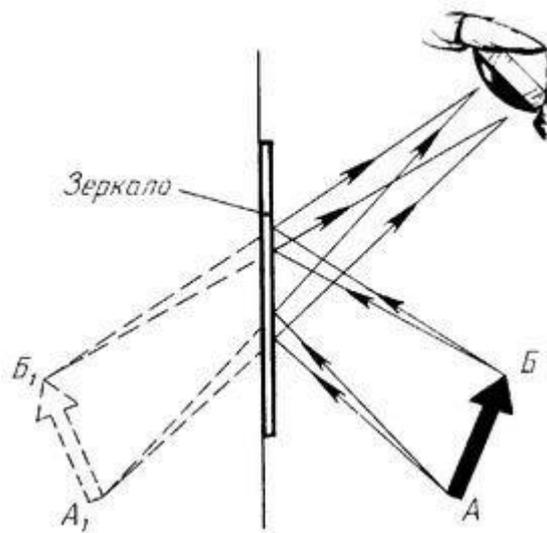


Рис. 1.6. Ход лучей при отражении от плоского зеркала

Сферическим зеркалом называют зеркально отражающую поверхность, имеющую форму сферического сегмента. Центр сферы, из которой вырезан сегмент – **оптический центр зеркала**. Вершину сферического сегмента называют **полюсом**. Прямая, проходящая через оптический центр и полюс зеркала, называются **главной оптической осью** сферического зеркала. Главная оптическая ось выделена из всех других прямых, проходящих через оптический центр, только тем, что она является осью симметрии зеркала.

Сферические зеркала бывают **вогнутыми** и **выпуклыми**. Если на вогнутое сферическое зеркало падает пучок лучей, параллельный главной оптической оси, то после отражения от зеркала лучи пересекутся в точке, которая называется **главным фокусом F** зеркала. Расстояние от фокуса до полюса зеркала

называют **фокусным расстоянием** и обозначают той же буквой F . У вогнутого сферического зеркала главный фокус действительный. Он расположен посередине между центром и полюсом зеркала (рис.1. 7).

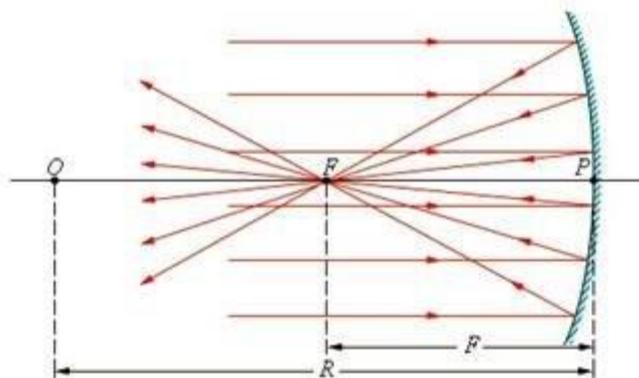


Рис. 1.7. Отражение параллельного пучка лучей от вогнутого сферического зеркала. Точки O – оптический центр, P – полюс, F – главный фокус зеркала; OP – главная оптическая ось, R – радиус кривизны зеркала

Следует иметь в виду, что отраженные лучи пересекаются приблизительно в одной точке только в том случае, если падающий параллельный пучок был достаточно узким (так называемый **параксиальный пучок**).

Главный фокус выпуклого зеркала является мнимым. Если на выпуклое зеркало падает пучок лучей, параллельных главной оптической оси, то после отражения в фокусе пересекутся не сами лучи, а их продолжения (рис. 1.8).

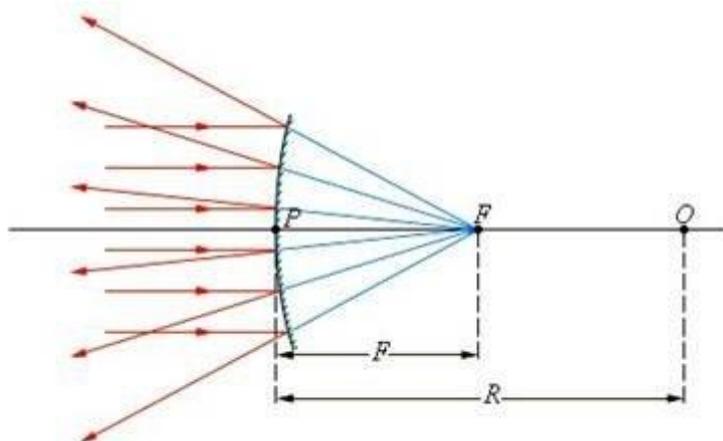


Рис. 1.8. Отражение параллельного пучка лучей от выпуклого зеркала. F – мнимый фокус зеркала, O – оптический центр; OP – главная оптическая ось

Фокусным расстояниям сферических зеркал приписывается определенный знак: для вогнутого зеркала $F = \frac{R}{2}$, для выпуклого $F = -\frac{R}{2}$, где R – радиус кривизны зеркала.

Изображение какой-либо точки A предмета в сферическом зеркале можно построить с помощью любой пары стандартных лучей:

- 1) луч AOC , проходящий через оптический центр зеркала; отраженный луч COA идет по той же прямой;
- 2) луч AFD , идущий через фокус зеркала; отраженный луч идет параллельно главной оптической оси;
- 3) луч AP , падающий на зеркало в его полюсе; отраженный луч симметричен с падающим лучом относительно главной оптической оси.
- 4) луч AE , параллельный главной оптической оси; отраженный луч EFA_1 проходит через фокус зеркала.

На рис. 1.9 перечисленные выше стандартные лучи изображены для случая вогнутого зеркала. Все эти лучи проходят через точку A' , которая является изображением точки A . Все остальные отраженные лучи также проходят через точку A' . Ход лучей, при котором все лучи, вышедшие из одной точки, собираются в другой точке, называется *стигматическим*. Отрезок $A'B'$ является изображением предмета AB . Аналогичны построения для случая выпуклого зеркала.

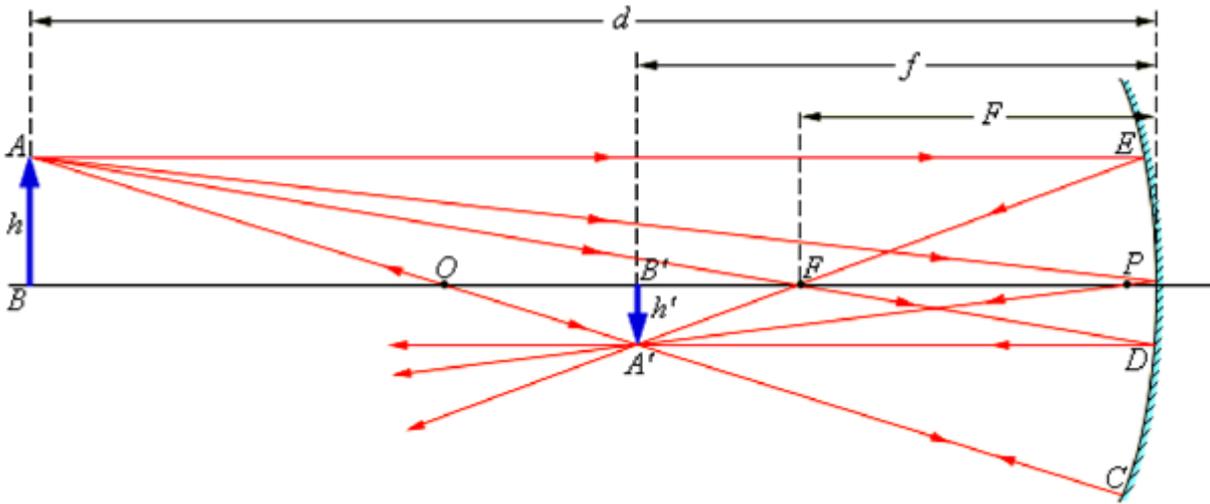


Рис. 1.9. Построение изображения в вогнутом сферическом зеркале

Положение изображения и его размер можно также определить с помощью *формулы сферического зеркала*:

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{1}{F}$$

Здесь d – расстояние от предмета до зеркала, f – расстояние от зеркала до изображения. Величины d и f подчиняются определенному правилу знаков: 1) $d > 0$ и $f > 0$ – для действительных предметов и изображений; 2) $d < 0$ и $f < 0$ – для мнимых предметов и изображений. Для случая, изображенного на рис. 1.9, имеем:

- 1) $F > 0$ (зеркало вогнутое);
- 2) $d = 3F > 0$ (действительный предмет).

По формуле сферического зеркала получаем $f = \frac{3}{2}F > 0$, следовательно, изображение действительное.

Если бы на месте вогнутого зеркала стояло выпуклое зеркало с тем же по модулю фокусным расстоянием, мы получили бы следующий результат: $F < 0, d = -3F > 0, f = \frac{3}{2}F < 0$ – изображение мнимое.

Линейное увеличение сферического зеркала Γ определяется как отношение линейных размеров изображения h и предмета h' .

Величине h' удобно приписывать определенный знак в зависимости от того, является изображение прямым ($h' > 0$) или перевернутым ($h' < 0$).

Величина Γ всегда считается положительной. При таком определении линейное увеличение сферического зеркала выражается формулой, которую можно легко получить из рис. 1.9:

$$\Gamma = \frac{h'}{h} = -\frac{f}{d}$$

В первом из рассмотренных выше примеров $\Gamma = -\frac{1}{2} < 0$, следовательно, изображение перевернутое, уменьшенное в 2 раза. Во втором примере $\Gamma = \frac{1}{4} > 0$ – изображение прямое, уменьшенное в 4 раза.

1.3. Тонкие линзы

Линзой называется прозрачное тело, ограниченное двумя сферическими поверхностями. Если толщина самой линзы мала по сравнению с радиусами кривизны сферических поверхностей, то линзу называют **тонкой**.

Линзы входят в состав практически всех оптических приборов. Линзы бывают **собирающими** и **рассеивающими**. Собирающая линза в середине толще, чем у краев, рассеивающая линза, наоборот, в средней части тоньше (рис. 1.10). Различают шесть типов линз.

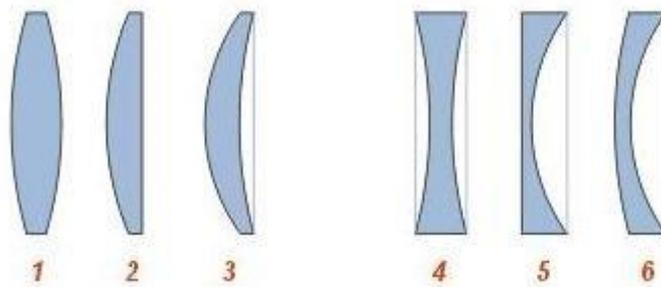


Рис. 1.10. Собирающие линзы: 1 – двояковыпуклая, 2 – плосковыпуклая, 3 – выпукло-вогнутая. Рассеивающие: 4 – двояковогнутая; 5 – плосковогнутая; 6 – вогнуто-выпуклая

Выпуклые линзы являются *собирающими*. **Собирающие линзы** – линзы, преобразующие параллельный пучок световых лучей в сходящийся.

Вогнутые линзы являются *рассеивающими*. **Рассеивающие линзы** – линзы, преобразующие параллельный пучок световых лучей в расходящийся.

Прямая, проходящая через центры кривизны O_1 и O_2 сферических поверхностей, называется **главной оптической осью** линзы. В случае тонких линз приближенно можно считать, что главная оптическая ось пересекается с линзой в одной точке, которую принято называть **оптическим центром** линзы O . Луч света проходит через оптический центр линзы, не отклоняясь от первоначального направления. Все прямые, проходящие через оптический центр, называются **побочными оптическими осями**.

Если на линзу направить пучок лучей, параллельных главной оптической оси, то после прохождения через линзу лучи (или их продолжения) соберутся в одной точке F , которая называется **главным фокусом** линзы. У тонкой линзы имеются два главных фокуса, расположенных симметрично на главной оптической оси относительно линзы. У собирающих линз фокусы **действительные**, у рассеивающих линз – **мнимые**. Пучки лучей, параллельных одной из побочных оптических осей, после прохождения через линзу также фокусируются в точку F' , которая расположена при пересечении побочной оси с **фокальной плоскостью** Φ , то есть плоскостью, перпендикулярной главной оптической оси и проходящей через главный фокус (рис. 1.11). Расстояние между оптическим центром линзы O и **главным фокусом** F называется **фокусным расстоянием**.

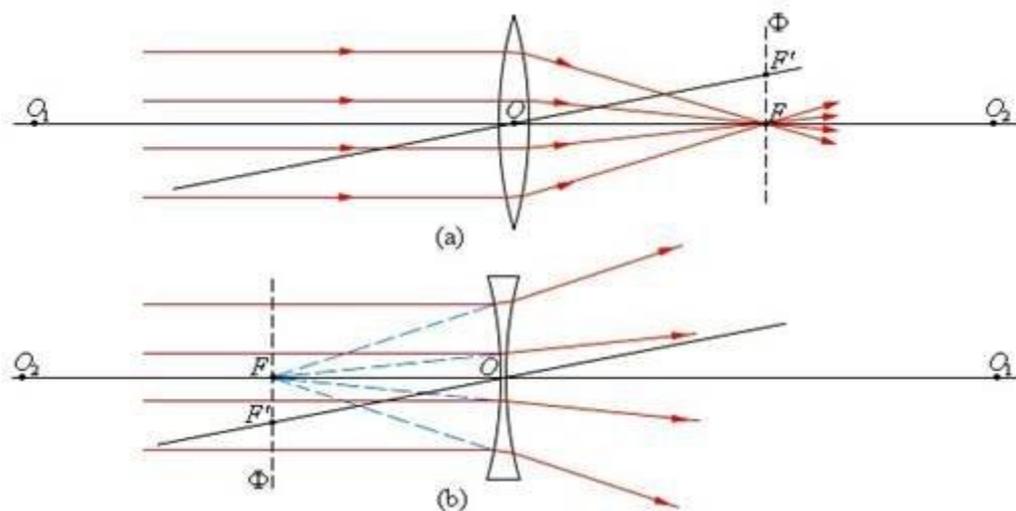


Рис. 1.11. Преломление параллельного пучка лучей в собирающей (а) и рассеивающей (б) линзах. Точки O_1 и O_2 – центры сферических поверхностей, O_1O_2 – главная оптическая ось, O – оптический центр, F – главный фокус, F' – побочный фокус, OF' – побочная оптическая ось, Φ – фокальная плоскость

Основное свойство линз – способность давать **изображения предметов**. Изображения бывают **прямыми** и **перевернутыми**, **действительными** и **мнимыми**, **увеличенными** и **уменьшенными** (рис. 1.12 и 1.13).

Положение изображения и его характер можно определить с помощью геометрических построений. Для этого используют свойства некоторых стандартных лучей, ход которых известен. Это лучи, проходящие через оптический центр или один из фокусов линзы, а также лучи, параллельные главной или одной из побочных оптических осей.

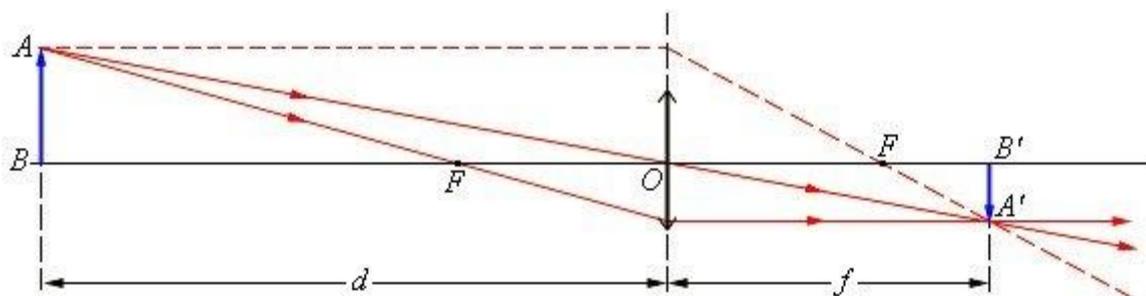


Рис. 1.12. Построение изображения в собирающей линзе.

Следует обратить внимание на то, что некоторые из стандартных лучей, использованных на рис. 1.12 и рис. 1.13 для построения изображений, не проходят

через линзу. Эти лучи реально не участвуют в образовании изображения, но они могут быть использованы для построений.

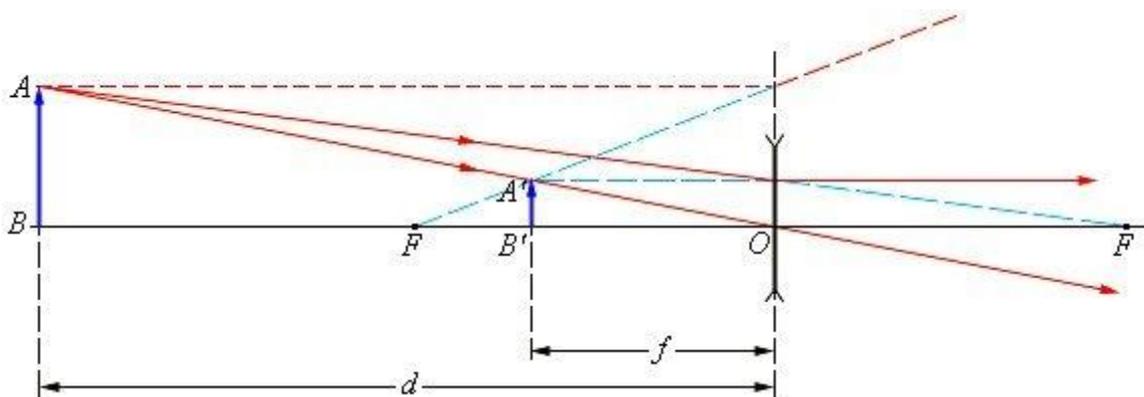


Рис. 1.13. Построение изображения в рассеивающей линзе

Положение изображения и его характер (действительное или мнимое) можно также рассчитать с помощью **формулы тонкой линзы**. Если расстояние от предмета до линзы обозначить через d , а расстояние от линзы до изображения – через f , то формулу тонкой линзы можно записать в виде

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{1}{F} = D$$

Величину D , обратную фокусному расстоянию, называют **оптической силой** линзы. Единицей измерения оптической силы является **диоптрия** (дптр). **Диоптрия** – оптическая сила линзы с фокусным расстоянием 1 м: $1 \text{ дптр} = \text{м}^{-1}$.

Формула тонкой линзы аналогична формуле сферического зеркала. Ее можно получить для параксиальных лучей из подобия треугольников на рис. 1.12 или 1.13.

Фокусным расстояниям линз принято приписывать определенные знаки: для собирающей линзы $F > 0$, для рассеивающей – $F < 0$.

Величины d и f также подчиняются определенному правилу знаков: $d > 0$ и $f > 0$ – для действительных предметов (то есть реальных источников света, а не

продолжений лучей, сходящихся за линзой) и изображений; $d < 0$ и $f < 0$ – для мнимых источников и изображений.

Для случая, изображенного на рис. 1.12, имеем: $F > 0$ (линза собирающая), $d = 3F > 0$ (действительный предмет).

По формуле тонкой линзы получим: $f = \frac{3}{2}F > 0$, следовательно, изображение действительное.

В случае, изображенном на рис. 1.13, $F < 0$ (линза рассеивающая), $d = 2|F| > 0$ (действительный предмет), $f = -\frac{2}{3}F < 0$, то есть изображение мнимое.

В зависимости от положения предмета по отношению к линзе изменяются линейные размеры изображения.

Линейным увеличением линзы Γ называют отношение линейных размеров изображения h' и предмета h . Величине h' , как и в случае сферического зеркала, удобно приписывать знаки плюс или минус в зависимости от того, является изображение прямым или перевернутым. Величина h всегда считается положительной. Поэтому для прямых изображений $\Gamma > 0$, для перевернутых – $\Gamma < 0$. Из подобия треугольников на рис.1.11 и рис. 1.12 легко получить формулу для линейного увеличения тонкой линзы:

$$\Gamma = \frac{h'}{h} = -\frac{f}{d}$$

В рассмотренном примере с собирающей линзой (рис. 1.12): $d =$

$3F > 0$, $f = \frac{3}{2}F > 0$, следовательно, $\Gamma = -\frac{1}{2} < 0$ – изображение перевернутое и уменьшенное в 2 раза.

В примере с рассеивающей линзой (рис.1.13): $d = 2|F| > 0$, $f =$

$-\frac{2}{3}|F| < 0$; следовательно, $\Gamma = \frac{1}{3} > 0$ – изображение прямое и уменьшенное в 3 раза.

Оптическая сила D линзы зависит как от радиусов кривизны R_1 и R_2 ее сферических поверхностей, так и от показателя преломления n материала, из которого изготовлена линза. В курсах оптики доказывается следующая формула:

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

Радиус кривизны выпуклой поверхности считается положительным, вогнутой поверхности – отрицательным.

Во многих оптических приборах свет последовательно проходит через две или несколько линз. Изображение предмета, даваемое первой линзой, служит предметом (действительным или мнимым) для второй линзы, которая строит второе изображение предмета. Это второе изображение также может быть действительным или мнимым. Расчет оптической системы из двух тонких линз сводится к двукратному применению формулы линзы, при этом расстояние d_2 от первого изображения до второй линзы следует положить равным величине $l - f_1$, где l – расстояние между линзами. Рассчитанная по формуле линзы величина f_2 определяет положение второго изображения и его характер ($f_2 > 0$ – действительное изображение, $f_2 < 0$ – мнимое). Общее линейное увеличение Γ системы из двух линз равно произведению линейных увеличений обеих линз: $\Gamma = \Gamma_1 \cdot \Gamma_2$. Если предмет или его изображение находятся в бесконечности, то линейное увеличение утрачивает смысл.

Частным случаем является телескопический ход лучей в системе из двух линз, когда и предмет, и второе изображение находятся на бесконечно больших расстояниях.

Тонкие линзы обладают рядом недостатков, не позволяющих получать высококачественные изображения. Искажения, возникающие при формировании изображения, называются *абберациями*. Главные из них – *сферическая* и *хроматическая* абберации. Сферическая абберация проявляется в том, что в случае широких световых пучков лучи, далекие от оптической оси, пересекают ее не в фокусе. Формула тонкой линзы справедлива только для лучей,

близких к оптической оси. Изображение удаленного точечного источника, создаваемое широким пучком лучей, преломленных линзой, оказывается размытым.

Хроматическая aberrация возникает вследствие того, что показатель преломления материала линзы зависит от длины волны света. Это свойство прозрачных сред называется *дисперсией*. Фокусное расстояние линзы оказывается различным для света с разными длинами волн, что приводит к размытию изображения при использовании немонохроматического света.

В современных оптических приборах применяются не тонкие линзы, а сложные многолинзовые системы, в которых удается приближенно устранить различные aberrации.

Формирование собирающей линзой действительного изображения предмета используется во многих оптических приборах, таких как фотоаппарат, проектор и т.д.

Фотоаппарат представляет собой замкнутую светонепроницаемую камеру. Изображение фотографируемых предметов создается на фотопленке системой линз, которая называется *объективом*. Специальный затвор позволяет открывать объектив на время экспозиции.

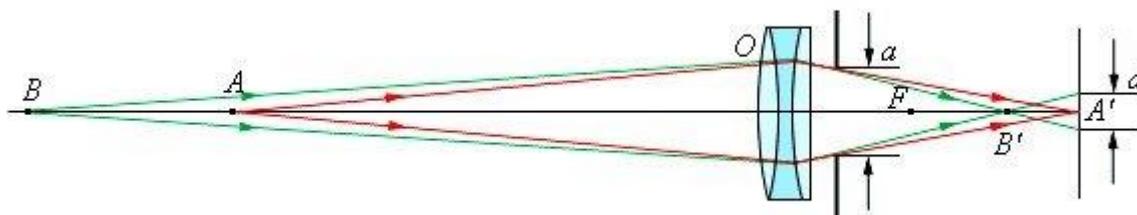


Рис. 1.14. Фотоаппарат

В плоскости фотопленки получают резкими только изображения предметов, находящихся на определенном расстоянии. Наведение на резкость достигается перемещением объектива относительно пленки. Изображения точек, не лежащих в плоскости резкого наведения, получают размытыми в виде кружков рассеяния. Размер d этих кружков может быть уменьшен путем диафрагмирования объектива,

т.е. уменьшения относительного отверстия a/F (рис.1.14). Это приводит к увеличению глубины резкости.

Проекционный аппарат предназначен для получения крупномасштабных изображений. Объектив O проектора фокусирует изображение плоского предмета (диапозитив D) на удаленном экране \mathcal{E} (рис.1.15). Система линз K , называемая **конденсором**, предназначена для того, чтобы сконцентрировать свет источника S на диапозитиве. На экране \mathcal{E} создается действительное увеличенное перевернутое изображение. Увеличение проекционного аппарата можно менять, приближая или удаляя экран \mathcal{E} с одновременным изменением расстояния между диапозитивом D и объективом O .

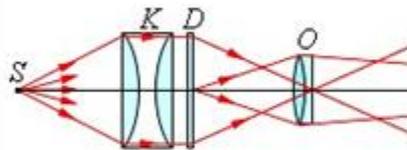


Рис. 1.15. Проекционный аппарат

Вопросы для закрепления материала на тему «Геометрическая оптика»

1. Что значит выражение: «Изображение предмета мнимое».
2. Какой физический смысл абсолютного показателя преломления?
3. Какой физический смысл относительного показателя преломления?
4. Где применяется явление полного внутреннего отражения?
5. В чем заключается явление полного отражения света?
6. От чего зависит оптическая сила линзы?
7. Что такое увеличение линзы?

8. При каком условии выпуклая линза будет рассеивающей?
9. При каком условии вогнутая линза будет собирающей?
10. Как изменится изображение в выпуклой линзе, если предмет перемещать из бесконечности к линзе?
11. Как проходит фокальная плоскость для параллельных лучей?
12. Постройте изображение в выпуклом зеркале.
13. Постройте изображение в вогнутом зеркале.
14. На выпуклое зеркало произвольно падает луч. Постройте дальнейший ход луча.
15. На вогнутое зеркало произвольно падает луч. Постройте дальнейший ход луча.
16. Что называется главной оптической осью зеркала?

Практическая часть

Практическое занятие №1-2 (4 часа)

Тема: «Основные законы геометрической оптики. Зеркала. Тонкие линзы».

Вопросы для подготовки к занятию:

1. Что называется световым лучом?
2. В чем заключается закон прямолинейного распространения света в среде, проявление закона в природе?
3. В чем заключается закон отражения и преломления света в среде?
4. В чем заключается явление полного внутреннего отражения?
5. Основные определения по теме «Линзы»: определение линзы, главная оптическая ось, оптический центр линзы, фокус линзы, фокусное расстояние, фокальная плоскость.

6. Формула тонкой линзы.
7. Оптическая сила линзы: формула, единица измерения, физический смысл.
8. Правило знаков для формулы тонкой линзы.
9. Увеличение линзы.

Методические указания к решению типовых задач

В процессе решения задач происходит усвоение законов, описывающих световые явления: прямолинейное распространение света, отражение и преломление света. Отсюда можно задачи классифицировать на несколько видов:

1. Задачи, в процессе решения которых используется закон прямолинейного распространения света, отражения света; при этом делаются построения в плоских зеркалах.
2. Задачи, в процессе решения которых используются выделенные положения о преломлении света, рассматривается ход луча в плоской линзе.
3. Сложные задачи, при решении которых используются законы как отражения, так и преломления света.

Особенностью процесса решения задач по данной теме является построение геометрического чертежа, в основе которого лежат правила нахождения отраженного или преломленного лучей и широкое использование геометрического способа решения. При построении изображения предмета в тонкой линзе или сферическом зеркале необходимо выделить правила хода трех лучей: луча, проходящего через оптический центр линзы; луча, параллельного главной оси линзы; луча, проходящего через фокус линзы.

Правило построения изображения в тонких линзах:

1. Изобразить линзу, провести главную оптическую ось.
2. Проставить основные характеристики линзы: F , $2F$, O .
3. Определить относительно основных характеристик линзы место нахождения предмета, описанного ситуацией задачи.
4. Условным обозначением в виде стрелки изобразить на чертеже расположение предмета.

5. Для любых двух точек предмета построить двумя лучами их изображение.
6. Описать полученное изображение: где находится изображение относительно основных характеристик линзы, какова величина изображения в сравнении с предметом, какое это изображение (действительное или мнимое, прямое или обратное).

Примеры решения задач

Задача № 1. Угол между падающим и отраженным лучами равен 20° . Под каким углом к зеркалу падает свет?

Отражение света:

Решение:

$\angle \alpha + \angle \beta = 20^{\circ}$	
$\angle \gamma = ?$	

По закону отражения света угол падения равен углу отражения света: $\angle \alpha = \angle \beta$ (рис. 1), а сумма этих углов равна 20° . Следовательно, $\angle \beta = \frac{20^{\circ}}{2} = 10^{\circ}$; $\angle \gamma + \angle \beta = 90^{\circ}$, откуда $\angle \gamma = 90^{\circ} - \angle \beta = 90^{\circ} - 10^{\circ} = 80^{\circ}$. Ответ: $\angle \gamma = 80^{\circ}$.

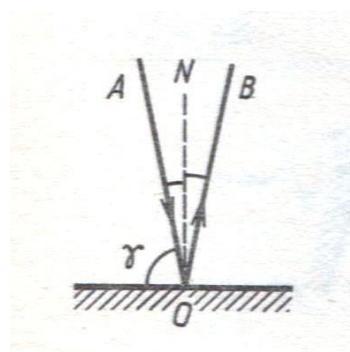


Рис. 1

Задача № 2. Предмет находился на расстоянии 50 см от плоского зеркала, затем его передвинули еще на 20 см. Каково было расстояние между предметом и его изображением и на сколько это расстояние изменилось?

Плоское зеркало:

OA=50см

AB=20см

Решение:

Построим изображение предмета в плоском зеркале.

Если $AO = OA'$, то $AA' = 2 OA$ (рис. 2). $AA' = 2 \cdot 50$ см

$AA' = ?$ = 100 см. Также $BO = OB'$, откуда $BB' = 2 \cdot BO$.
 $(BB' - AA') = ?$ Следовательно, $BB' = 2 \cdot 70 \text{ см} = 140 \text{ см}$.

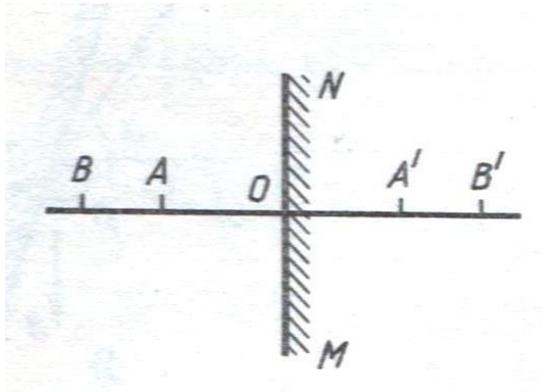


Рис. 2

Задача № 3. Падающий луч перпендикулярен отраженному. Под каким углом к поверхности зеркала он падает?

Отражение света:

Решение:

$$\angle \alpha + \angle \beta = 90^\circ$$

$$\angle \gamma = ?$$

По закону отражения света $\angle \alpha = \angle \beta$. Сумма этих углов равна 90° (рис. 3). Отсюда угол падения (и угол отражения) равен 45° : $\angle \alpha = \angle \beta = \frac{90^\circ}{2} = 45^\circ$.

Сумма $\angle \gamma$ и $\angle \beta$ равна 90° , откуда $\angle \gamma = 90^\circ - \angle \beta$,

$$\angle \gamma = 90^\circ - \angle \beta, \angle \gamma = 90^\circ - 45^\circ = 45^\circ.$$

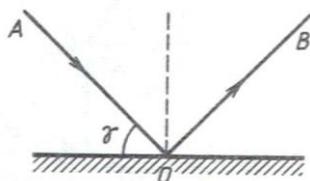


Рис. 3

Задача № 4. При помощи линзы, фокусное расстояние которой 20 см, получено изображение предмета на экране, удаленном от линзы на расстояние 1 м. На каком расстоянии от линзы находится предмет? Каким будет изображение.

Решение. Поскольку изображение получено на экране, то линза собирающая. Поскольку $f > 2F$, то $F < d < 2F$, т.е. предмет находится между фокусным и двойным фокусным расстоянием. Выполним чертеж, используя для построения точки А два любых «удобных» луча (рис. 4). Точное значение d найдем из формулы линзы:

$$d = \frac{Fh}{f-F} = \frac{0,2\text{м} \cdot 1\text{м}}{1\text{м} - 0,2\text{м}} = 0,25 \text{ м.}$$

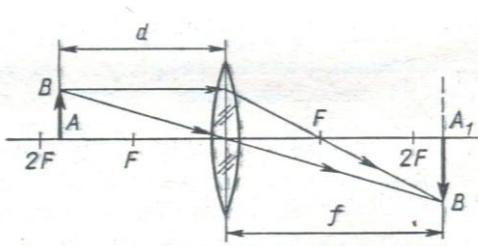


Рис. 4

Задача № 5. Как отличить собирающую линзу от рассеивающей, не определяя их толщину в различных местах? Ответ проверьте на опыте.

Решение. а) Собирающая линза дает на экране действительное изображение. От рассеивающей линзы на экране можно получить круглую тень, окаймленную светлым кольцом.

б) Через собирающую линзу можно увидеть прямое увеличенное изображение предметов, например букв в книге, а через рассеивающую – уменьшенное изображение.

Задача № 6. Всегда ли выпуклая линза является собирающей?

Решение. Если выпуклая линза находится в среде, оптически более плотной, чем материал самой линзы, то она является рассеивающей. Этот вывод полезно пояснить чертежом и экспериментально с помощью выпуклой линзы, склеенной из двух часовых стекол и помещенной в воду.

Задача № 7. Определите экспериментально примерное фокусное расстояние собирающей линзы и укажите, где в данном случае расположен ее фокус и фокальная плоскость.

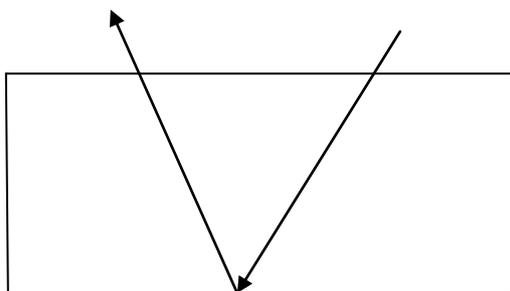
Решение. Линзу помещают на оптической скамье или укрепляют на подставке и получают на экране за линзой изображение волоска «точечной» нити лампы

накаливания. Удаляют лампу от линзы вдоль главной оптической оси до тех пор, пока расстояние от линзы до изображения нити на экране практически будет неизменным и, следовательно, равным ее фокусному расстоянию. Перемещают лампу на небольшое расстояние от оптической оси и наблюдают, как перемещается ее изображение на экране, плоскость которого и совпадает с фокальной плоскостью линзы.

В солнечный день полезно получить в фокальной плоскости (на экране) изображение пейзажа за окном физического кабинета.

Задачи для самостоятельного решения

1. На какой угол отклонится луч от первоначального направления, упав под углом 45° на поверхность стекла? На поверхность алмаза?
2. Водолазу, находящемуся под водой, солнечные лучи кажутся падающими под углом 60° к поверхности воды. Какова угловая высота солнца над горизонтом?
3. Луч падает на поверхность воды под углом 40° . Под каким углом должен упасть луч на поверхность стекла, чтобы угол преломления оказался таким же?
4. В каких случаях угол падения равен углу преломления?
5. Луч переходит из воды в стекло. Угол падения равен 35° . Найти угол преломления.
6. Под каким углом должен падать луч на поверхность стекла, чтобы угол преломления был в 2 раза меньше угла падения?
7. Под каким углом должен упасть луч на стекло, чтобы преломленный луч оказался перпендикулярным к отраженному?
8. Найти угол падения луча на поверхность воды, если известно, что он больше угла преломления на 10° .
9. На дне пустого сосуда лежит зеркало. Как будет изменяться ход отраженного луча по мере заполнения сосуда водой?



8. Мальчик старается попасть палкой в предмет, находящийся на дне ручья глубиной 40 см. На каком расстоянии от предмета палка попадает в дно ручья, если мальчик, точно нацелившись, двигает палку под углом 45° к поверхности воды?

9. В дно водоема глубиной 2 м вбита свая, на 0,5 м выступающая из воды. Найти длину тени от сваи на дне водоема при угле падения лучей 30° .

10. В сосуде с водой находится полая призма, склеенная из стекла (внутри воздух) (рис. 5). Начертить дальнейший ход луча SA (указать лишь общий характер хода луча, не производя вычислений).

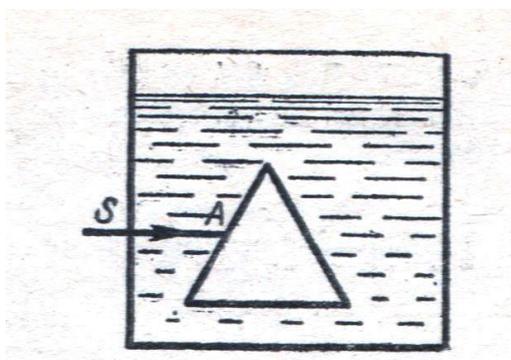


Рис. 5

11. Луч падает под углом 60° на стеклянную пластинку толщиной 2 см с параллельными гранями. Определить смещение луча, вышедшего из пластинки.

12. Найти смещение a луча, проходящего через прозрачную пластинку с параллельными гранями, если угол падения луча α , угол преломления γ , а толщина пластинки d .

13. Может ли луч, пройдя сквозь пластинку с параллельными гранями, сместиться так, чтобы расстояние между ним и его первоначальным направлением было больше толщины пластинки ?

14. Луч падает под углом 40° на стеклянную пластинку с параллельными гранями в точку А (рис. 6). После преломления он достигает точки В. Здесь он частично преломляется и частично отражается в направлении ВС. В точке С он вновь отчасти отражается, отчасти преломляется. Найти длину пути луча АВС в стекле. Толщина пластинки 0,5 см.

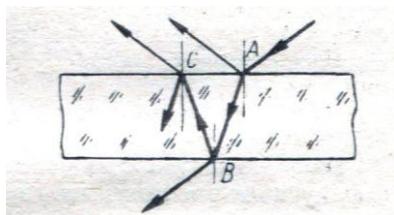


Рис. 6

15. В каком из ящиков (рис. 7) находится плоское зеркало и в каком – треугольная стеклянная призма? Сделать пояснительные чертежи, указав ход лучей внутри ящика.

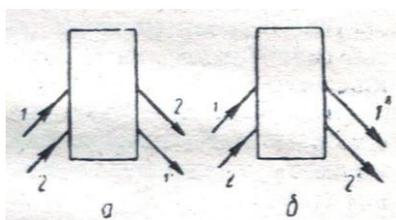


Рис. 7

16. Начертить дальнейший ход лучей, падающих в точки А и В от источника, находящегося на дне сосуда (рис. 8), в который налита вода.

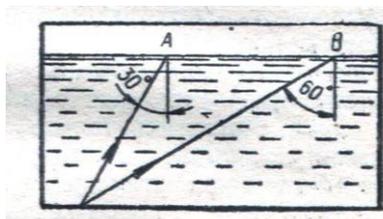


Рис. 8

17. Вычислить предельные углы полного отражения для стекла и алмаза.

18. Предельный угол полного отражения для некоторого вещества оказался равным 30° . Найти показатель преломления этого вещества.

19. Луч SN падает на прямоугольную стеклянную призму BAC (рис. 9) перпендикулярно грани AB . Произойдет ли преломление луча на грани AC в точке его падения N или он испытает полное отражение, если угол BAC равен 30° ?

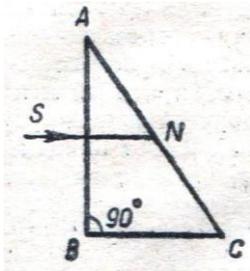


Рис. 9

20. При каком наименьшем значении преломляющего угла A стеклянной призмы BAC (рис. 10) луч CN будет претерпевать полное отражение?

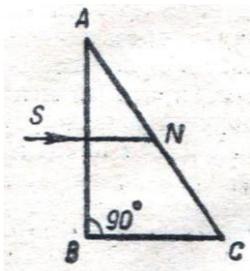


Рис. 10

21. Луч падает под углом 50° на боковую грань треугольной призмы, в основании которой лежит правильный треугольник. Показать ход лучей в призме и вычислить угол преломления луча при выходе его из призмы. Показатель преломления вещества призмы $n=1,5$.

22. Предмет находится на расстоянии 25 см от тонкой собирающей линзы с оптической силой 5 дптр. На каком расстоянии от линзы находится изображение предмета?

23. Действительное изображение предмета, полученное с помощью собирающей линзы, находится на расстоянии 12 см от линзы. Оптическая сила линзы $D=15$ дптр. Определите расстояние от линзы до предмета.
24. В тонкой рассеивающей линзе получено уменьшенное в 5 раз изображение предмета. Определите модуль фокусного расстояния линзы, если предмет находится на расстоянии $d=20$ см от линзы.
25. В тонкой рассеивающей линзе получено уменьшенное в 4 раза изображение предмета. Определите модуль фокусного расстояния линзы, если изображение предмета находится на расстоянии $f=9$ см от линзы.
26. Предмет расположен на главной оптической оси тонкой собирающей линзы. Оптическая сила линзы $D = 5$ дптр. Изображение предмета действительное, увеличение (отношение высоты изображения предмета к высоте самого предмета) $k=2$. Найдите расстояние между предметом и его изображением.
27. Предмет расположен на главной оптической оси тонкой собирающей линзы. Оптическая сила линзы равна 5 дптр. Изображение предмета мнимое, увеличение (отношение высоты изображения предмета к высоте самого предмета) $k=2$. Найдите расстояние между предметом и его изображением.
28. Рассматривая предмет в собирающую линзу и располагая его на расстоянии 4 см от нее, получают его мнимое изображение, в 5 раз большее самого предмета. Какова оптическая сила линзы?
29. Выразить линейное увеличение Γ в зависимости от фокусного расстояния линзы F и расстояния d предмета от линзы.
30. На каком расстоянии от линзы с фокусным расстоянием 12 см надо поставить предмет, чтобы его действительное изображение было втрое больше самого предмета?
31. На каком расстоянии перед рассеивающей линзой с оптической силой – 3 дптр надо поставить предмет, чтобы его мнимое изображение получилось между линзой и ее мнимым фокусом?

32. Определить оптическую силу рассеивающей линзы, если известно, что предмет, помещенный перед ней на расстоянии 40 см, дает мнимое изображение, уменьшенное в 4 раза.
33. Предмет помещен на расстоянии $4F$ от линзы. Во сколько раз изображение его на экране меньше самого предмета?
34. Предмет находится перед рассеивающей линзой на расстоянии mF . На каком расстоянии от линзы получится мнимое изображение и во сколько раз оно будет меньше самого предмета?
35. Расстояние от предмета до экрана 90 см. Где надо поместить между ними линзу с фокусным расстоянием 20 см, чтобы получить на экране отчетливое изображение предмета?
36. Расстояние от предмета до экрана равно 3 м. Какой оптической силы надо взять линзу и где следует ее поместить, чтобы получить изображение предмета, увеличенное в 5 раз?

2. Интерференция света и ее применение

2. 1. Интерференция света

Пусть две монохроматические световые волны, накладываясь, друг на друга, возбуждают в определенной точке пространства колебания одинакового направления: $x_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1)$ и $x_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2)$, где x - напряженность электрического **E** или магнитного **H** полей волны.

Амплитуда результирующего колебания в данной точке

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos(\varphi_2 - \varphi_1).$$

Так как волны когерентны, то $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ имеет постоянное во времени (но свое для каждой точки пространства) значение, поэтому интенсивность результирующей волны

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1). \quad (1)$$

В точках пространства, где $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) > 0$, интенсивность $I > I_1 + I_2$, где $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) < 0$, интенсивность $I < I_1 + I_2$. Следовательно, при наложении двух (или нескольких) когерентных световых волн происходит пространственное перераспределение светового потока, в результате чего в одних местах возникают максимумы, а в других - минимумы интенсивности. Это явление называется *интерференцией света*.

Для получения когерентных световых волн применяют метод разделения волны, излучаемой одним источником, на две части, которые после прохождения разных *оптических путей* накладываются друг на друга, и наблюдается интерференционная картина.

Произведение геометрической длины S пути световой волны в данной среде на показатель n преломления этой среды называется *оптической длиной пути L* , а $\Delta = (L_2 - L_1)$ - разность оптических длин проходимых волнами путей - называется *оптической разностью хода*.

Если оптическая разность хода равна целому числу длин волн в вакууме

$$\Delta = \pm m\lambda_0, \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (2)$$

где λ_0 - длина волны в вакууме, то колебания, возбуждаемые в точке пространства обеими волнами, будут происходить в одинаковой фазе.

Следовательно, (2) является условием интерференционного максимума. Если оптическая разность хода

$$\Delta = \pm (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}, \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (3)$$

то колебания, возбуждаемые в точке пространства обеими волнами, будут происходить в противофазе. Следовательно, (3) является условием интерференционного минимума.

2.2. Методы наблюдения интерференции света

Для осуществления интерференции света необходимо получить когерентные световые пучки, для чего применяются различные приемы. До появления лазеров во всех приборах для наблюдения интерференции света когерентные пучки получали разделением и последующим сведением световых лучей, исходящих из одного и того же источника. Практически это можно осуществить с помощью экранов и щелей, зеркал и преломляющих тел. Рассмотрим некоторые из этих методов.

1. *Метод Юнга.* Источником света служит ярко освещенная щель S (рис. 2.1), от которой световая волна падает на две узкие равноудаленные щели S_1 и S_2 , параллельные щели S . Таким образом, щели S_1 и S_2 играют роль когерентных источников.

Интерференционная картина (область BC) наблюдается на экране (\mathcal{E}), расположенном на некотором расстоянии параллельно S_1 и S_2 .

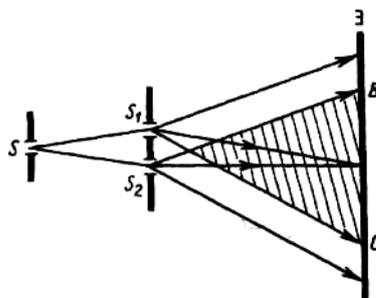


Рис.2.1. Метод Юнга

2. *Зеркала Френеля.* Свет от источника S (рис. 2.2) падает расходящимся пучком на два плоских зеркала A_1O и A_2O , расположенных относительно друг друга под углом, лишь немного отличающимся от 180° (угол φ мал). Световые пучки, отразившиеся от обоих зеркал, можно считать выходящими из мнимых источников S_1 и S_2 , являющихся мнимыми изображениями S в зеркалах. Мнимые источники S_1 и S_2 взаимно когерентны, и исходящие из них световые пучки,

встречаясь, друг с другом, интерферируют в области взаимного перекрывания (на рис. 2.2 она заштрихована).

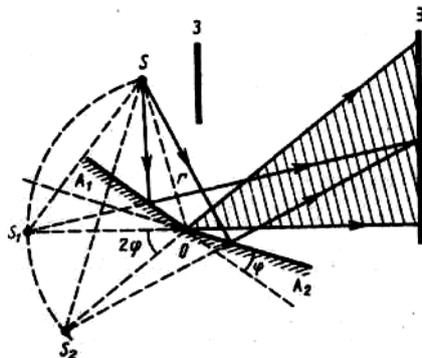


Рис. 2.2. Зеркала Френеля

Интерференционная картина наблюдается на экране (Э), защищенном от прямого попадания света заслонкой (З).

3. *Бипризма Френеля.* Она состоит из двух одинаковых, сложенных основаниями призм с малыми преломляющими углами. Свет от источника S (рис. 2. 3) преломляется в обеих призмах, в результате чего за бипризмой распространяются световые лучи, как бы исходящие из мнимых источников S_1 и S_2 являющихся когерентными. Таким образом, на поверхности экрана (в заштрихованной области) происходит наложение когерентных пучков и наблюдается интерференция.

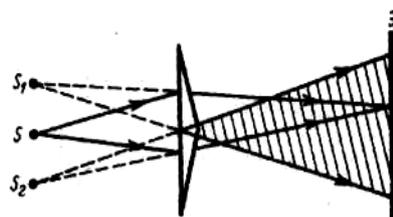


Рис. 2.3. Бипризма Френеля

Расчет интерференционной картины для рассмотренных выше методов наблюдения интерференции света можно провести, используя две узкие параллельные щели, расположенные достаточно близко друг к другу. Щели S_1 и S_2

находятся на расстоянии d друг от друга и являются когерентными. Интерференция наблюдается в произвольной точке экрана, параллельного обоим щелям и расположенного от них на расстоянии l , причем $l \gg d$.

Максимумы интенсивности будут наблюдаться в случае, если

$$x_{\max} = \pm m \frac{1}{d} \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (4)$$

а минимумы - в случае, если

$$x_{\min} = \pm \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{1}{d} \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (5)$$

Расстояние между двумя соседними максимумами (или минимумами), называемое *шириной интерференционной полосы*, равно

$$\Delta x = \frac{1}{d} \lambda_0. \quad (6)$$

2.3. Интерференция света в тонких пленках

В природе часто можно наблюдать радужное окрашивание тонких пленок (масляные пленки на воде, мыльные пузыри, оксидные пленки на металлах), возникающее в результате интерференции света, отраженного двумя поверхностями пленки.

Пусть на плоскопараллельную прозрачную пленку с показателем преломления n и толщиной d под углом i (рис. 2.4) падает плоская монохроматическая волна (для простоты рассмотрим один луч). На поверхности пленки в точке O луч разделится на два: частично отразится от верхней поверхности пленки, а частично преломится. Преломленный луч, дойдя до точки C , частично преломится в воздух ($n_0 = 1$), а частично отразится и пойдет к точке B . Здесь он опять частично отразится (этот ход луча в дальнейшем из-за малой интенсивности не рассматриваем) и преломится, выходя в воздух под углом i .

Вышедшие из пленки лучи 1 и 2 когерентны, если оптическая разность их хода мала по сравнению с длиной когерентности падающей волны. Если на их пути поставить собирающую линзу, то они сойдутся в одной из точек P фокальной плоскости линзы. В результате возникает интерференционная картина, которая определяется оптической разностью хода между интерферирующими лучами.

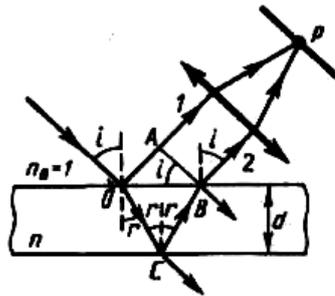


Рис. 2.4. Плоскопараллельная пленка

Оптическая разность хода, возникающая между двумя интерферирующими лучами от точки O до плоскости AB ,

$$\Delta = n(OC + CB) - OA \pm \lambda_0/2,$$

где показатель преломления окружающей пленку среды принят равным 1, а член $\pm \lambda_0/2$ обусловлен потерей полуволны при отражении света от границы раздела. Если $n > n_0$, то потеря полуволны произойдет в точке O и вышеупомянутый член будет иметь знак минус; если же $n < n_0$, то потеря полуволны произойдет в точке C и $\lambda_0/2$ будет иметь знак плюс, следовательно,

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \lambda_0/2. \quad (7)$$

Для случая, изображенного на рис. 2. 4 ($n > n_0$),

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \lambda_0/2.$$

В точке P будет интерференционный максимум, если

$$2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \lambda_0/2 = m\lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (8)$$

и минимум, если

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \lambda_0/2 = (2m + 1)\lambda_0/2 \quad (m=0, 1, 2, \dots). \quad (9)$$

Интерференция, как известно, наблюдается, только если удвоенная толщина пластинки меньше длины когерентности падающей волны.

1. *Полосы равного наклона (интерференции от плоскопараллельной пластинки).*

Интерференционная картина в плоскопараллельных пластинках (пленках) определяется величинами λ_0 , d , n и i . Для данных λ_0 , d и n каждому наклону i лучей соответствует своя интерференционная полоса. Интерференционные полосы, возникающие в результате наложения лучей, падающих на плоскопараллельную пластинку под одинаковыми углами, называются *полосами равного наклона*.

2. *Полосы равной толщины (интерференция от пластинки переменной толщины).*

Интерференционные полосы, возникающие в результате интерференции от мест одинаковой толщины, называются *полосами равной толщины* (рис. 2.5).

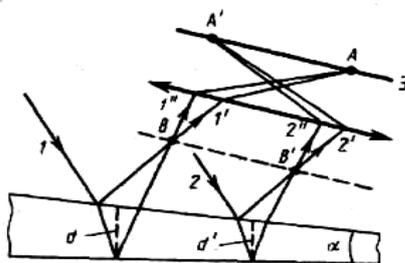


Рис. 2.5. Полосы равной толщины

2.4. Применение интерференции света

Явление интерференции обусловлено волновой природой света; его количественные закономерности зависят от длины волны λ_0 . Поэтому это явление применяется для подтверждения волновой природы света и для измерения длин волн (интерференционная спектроскопия).

Явление интерференции применяется также для улучшения качества оптических приборов (просветление оптики) и получения высокоотражающих покрытий. Прохождение света через каждую преломляющую поверхность линзы, например через границу стекло - воздух, сопровождается отражением $\approx 4\%$ падающего потока (при показателе преломления стекла $\approx 1,5$). Так как современные объективы содержат большое количество линз, то число отражений в них велико, а поэтому велики и потери светового потока. Таким образом, интенсивность прошедшего света ослабляется, и светосила оптического прибора уменьшается. Кроме того, отражения от поверхностей линз приводят к возникновению бликов, что часто (например, в военной технике) демаскирует положение прибора.

Для устранения указанных недостатков осуществляют так называемое *просветление оптики*. Для этого на свободные поверхности линз наносят тонкие пленки с показателем преломления меньшим, чем у материала линзы (рис. 2.6). Наилучшее действие просветляющей пленки будет, если

$$nd = \lambda_0/4.$$



Рис. 2.6. Просветляющий слой

Так как добиться одновременного гашения для всех длин волн невозможно, то это обычно делается для наиболее восприимчивой глазом длины волны. $\lambda_0 \approx 0,55$ мкм. Поэтому объективы с просветленной оптикой имеют синевато-красный оттенок.

Явление интерференции также применяется в очень точных измерительных приборах, называемых интерферометрами. Все интерферометры основаны на одном и том же принципе и различаются лишь конструкционно. Интерферометры очень чувствительные оптические приборы, позволяющие определять незначительные изменения показателя преломления прозрачных тел (газов, жидких и твердых тел) в зависимости от давления, температуры, примесей и т. д. Такие интерферометры получили название интерференционных рефрактометров.

Вопросы для закрепления материала на тему «Интерференция света»

1. Что называется интерференцией света?
2. Какие волны называются когерентными?
3. Запишите условие наблюдения интерференционного максимума.
4. Запишите условие наблюдения интерференционного минимума.
5. Укажите методы наблюдения интерференции света.
6. Какие полосы называются полосами равного наклона? Равной толщины?
7. Укажите области применения интерференции света.

Практическая часть

Практическое занятие № 3-4 (4 часа)

Тема: «Интерференция света»

Вопросы для подготовки к занятию

1. Что называется интерференцией света?
2. Для чего вводятся понятия временной и пространственной когерентностей?
3. Записать условия усиления и ослабления света при интерференции.
4. Укажите методы наблюдения интерференции света.
5. Укажите применение интерференции света.

Основные формулы

Скорость света в среде $V=c/n$, где c – скорость света в вакууме,

n – абсолютный показатель преломления среды.

Оптическая длина пути световой волны

$$L = n \cdot l,$$

где l – геометрическая длина пути световой волны в среде с показателем преломления n .

Оптическая разность хода двух световых волн

$$\Delta = L_1 - L_2 = n_1 l_1 - n_2 l_2.$$

Связь разности фаз $\Delta\varphi$ световых волн с оптической разностью хода

$$\Delta\varphi = (2\pi/\lambda) \cdot \Delta.$$

Оптическая разность хода световых волн, отраженных от верхней и нижней поверхностей тонкой плоскопараллельной пленки, находящейся в воздухе,

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \lambda/2,$$

где d – толщина пленки, i – угол падения.

Условие интерференционных максимумов

$$\Delta = \pm k \cdot \lambda \quad \text{или} \quad \Delta = \pm 2k \cdot (\lambda/2), \quad (k = 0, 1, 2, \dots).$$

Условие интерференционных минимумов

$$\Delta = \pm (2k + 1) \cdot (\lambda/2), \quad (k = 0, 1, 2, \dots).$$

Методические рекомендации к решению типовых задач.

Используя аналогию интерференции механических и световых волн, сначала решают задачи об интерференции света от двух, а затем трех и более когерентных источников. Это позволяет ознакомиться с принципом действия дифракционной решетки и рассчитать длину световой волны. После этого рассматривают интерференцию световых волн в тонких пленках.

Примеры решения задач

Задача 1. На пути луча (рис.1), идущего в воздухе, поставили стеклянную пластинку толщиной $h=1$ мм. Насколько изменится оптическая длина пути луча, если луч будет падать на пластинку ($n_{ст}=1,5$):

- 1) нормально;
- 2) под углом 30° .

<i>Дано:</i>	<i>Решение</i>
$h=1$ мм	В первом случае луч на границе воздух-стекло не преломляется и проходит в стекле путь, равный h . Когда луч шел в воздухе, его оптический путь L был равен его геометрическому пути L_1 , так как показатель преломления воздуха $n = 1$.
$i_1=0$	
$i_2=30^\circ$	
$n_{ст}=1,5$	
$\Delta L - ?$	Стеклопластина изменяет оптическую длину пути, которая теперь складывается из геометрической длины пути (L_1-h) луча в воздухе и

оптической длины пути nh в пластинке.

$$L_2=(L_1-h)+nh = L_1 + h(n-1).$$

Изменение оптической длины пути будет равно

$$\Delta L = L_2 - L_1 = L_1 + h(n-1) - L_1 = h(n-1).$$

$$\Delta L = 1 \cdot (1,5-1) = 0,5 \text{ (мм)}.$$

Во втором случае луч, падая на пластинку, будет преломляться, то есть проходить в пластинке путь $h' \neq h$, который найдем, пользуясь законом преломления

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n, \quad \sin r = \frac{\sin 30^\circ}{n} = \frac{1}{3}.$$

$$h' = \frac{h}{\cos r} = \frac{3}{2\sqrt{2}}.$$

$$\Delta L = h'(n-1) = \frac{3}{2\sqrt{2}} \cdot 0,5 = 0,46 \text{ (мм)}.$$

Ответ: 1) $\Delta L=0,5$ мм, 2) $\Delta L=0,46$ мм.

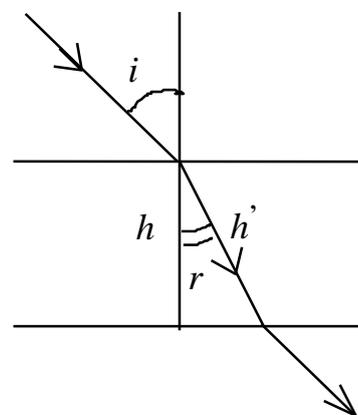


Рис. 1

Задача 2. От двух когерентных источников S_1 и S_2 ($\lambda=0,8$ мкм) лучи попадают на экран, на котором наблюдается интерференционная картина. Когда на пути одного

из лучей перпендикулярно ему помещается мыльная пленка ($n=1,33$), интерференционная картина изменяется на противоположную. При какой наименьшей толщине пленки это возможно?

Дано:

$$\lambda=0,8 \text{ мкм}$$

$$n=1,33$$

$$d_{\min} - ?$$

Решение

Изменение интерференционной картины на противоположную означает, что на тех участках экрана, где были интерференционные максимумы, стали наблюдаться минимумы и наоборот. Такое изменение интерференционной картины возможно при изменении оптической разности хода лучей S_1 и S_2 на нечетное число полуволин ($\lambda/2$), то есть

$$\Delta_2 - \Delta_1 = (2k + 1)\lambda/2,$$

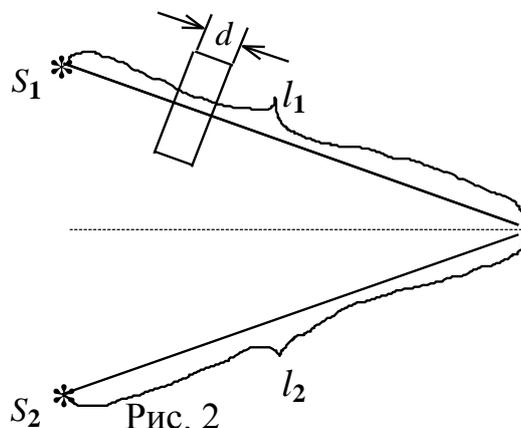
где Δ_1 – оптическая разность хода лучей до внесения пленки, Δ_2 – оптическая разность хода тех же лучей после внесения пленки;

$$(k=0, \pm 1, \pm 2, \dots).$$

Наименьшей толщине пленки соответствует $k=0$. При этом предыдущая формула примет вид

$$\Delta_2 - \Delta_1 = \lambda/2. \quad (1)$$

На рис. 2 видно, что $\Delta_1 = l_1 - l_2$.



При внесении пленки оптический путь первого луча увеличивается на $d_{\min}(n - 1)$, то есть

$$\Delta_2 = \Delta_1 + d_{\min}(n-1) \text{ и } \Delta_2 - \Delta_1 = d_{\min}(n-1). \quad (2)$$

Сравнивая соотношения (1) и (2), получим

$$d_{\min} \cdot (n - 1) = \lambda / 2,$$

откуда

$$d_{\min} = \lambda / (2 \cdot (n - 1));$$

$$d_{\min} = 0,8 / (2 \cdot (1,33 - 1)) = 1,21 \text{ (мкм)}.$$

Ответ: $d_{\min} = 1,21 \text{ мкм}$.

Задача 3. Плоскопараллельная стеклянная пластинка толщиной 1,2 мкм и показателем преломления $n=1,5$ помещена между двумя средами с показателями преломления n_1 и n_2 рис. 3. Свет с длиной волны $\lambda=0,6 \text{ мкм}$ падает нормально на пластинку. Определить результат интерференции световых лучей 1 и 2, отраженных от верхней и нижней поверхностей пластинки, в следующих случаях:

- 1) $n_1 < n < n_2$; 2) $n_1 > n > n_2$; 3) $n_1 < n > n_2$; 4) $n_1 > n < n_2$.

Дано:

$$d = 1,2 \text{ мкм};$$

$$n = 1,5; \lambda = 0,6 \text{ мкм}$$

$$1) n_1 < n < n_2;$$

$$2) n_1 > n > n_2;$$

$$3) n_1 < n > n_2;$$

$$4) n_1 < n < n_2$$

max – ?, min – ?

Решение

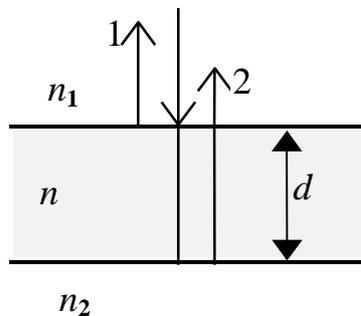


Рис. 3

Результат интерференции зависит от оптической разности хода Δ интерферирующих лучей 1 и 2, другими словами, от числа полуволн $\lambda/2$, укладывающихся на оптической разности хода:

если $\frac{\Delta}{\lambda/2} = 2k$ (четное число), то наблюдается усиление света

(интерференционный максимум),

если $\frac{\Delta}{\lambda/2} = (2k + 1)$ (нечетное число), то происходит ослабление света

(интерференционный минимум).

При определении оптической разности хода надо учитывать, что при отражении от оптически более плотной среды появляется дополнительная разность хода $\lambda/2$, обусловленная изменением в этом случае фазы колебаний на π .

Таким образом, при нормальном падении света на пластинку оптическая разность хода лучей 1 и 2 будет равна $\Delta = 2dn + (\lambda/2)$, если один из лучей отражается от оптически более плотной среды, или $\Delta = 2dn$, если оба луча отражаются от оптически более плотной среды или оба луча отражаются от оптически менее плотной среды.

Учитывая сказанное выше, получим для четырех случаев:

$$1) \Delta = 2dn; \quad 2) \Delta = 2dn; \quad 3) \Delta = 2dn + (\lambda/2); \quad 4) \Delta = 2dn + (\lambda/2).$$

В первых двух случаях

$$\Delta = 2 \cdot 1,2 \cdot 1,5 = 3,6 \text{ (мкм)};$$

$$\lambda/2 = 0,6/2 = 0,3 \text{ (мкм)}.$$

$$\frac{\Delta}{\lambda/2} = \frac{3,6}{0,3} = 12 \text{ – четное число, наблюдается усиление света.}$$

В третьем и четвертом случаях

$$\Delta = 2 \cdot 1,2 \cdot 1,5 + 0,3 = 3,9 \text{ (мкм)}.$$

$$\frac{\Delta}{\lambda/2} = \frac{3,9}{0,3} = 13 \text{ – нечетное число, наблюдается ослабление света.}$$

Ответ: 1) max; 2) max; 3) min; 4) min.

Задача 4. Поверхности стеклянного клина образуют между собой угол $0,2'$. На клин нормально падает пучок лучей монохроматического света с длиной волны $0,55 \text{ мкм}$. Определить ширину интерференционной полосы рис. 4.

Дано:

$$\alpha = 0,2' = 5,8 \cdot 10^{-5} \text{ рад}$$

$$\lambda = 0,55 \text{ мкм.}$$

$$l - ?$$

Решение

Как и в случаях плоскопараллельной пластинки, интерферируют лучи 1 и 2, отраженные от верхней и нижней грани клина.

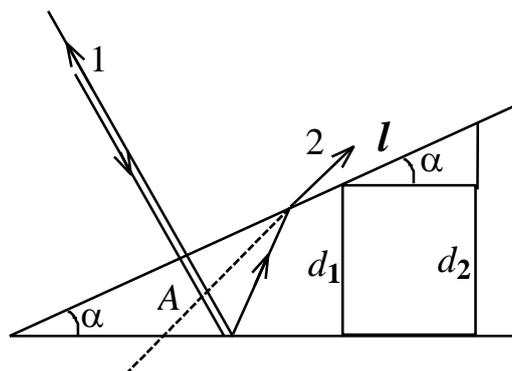


Рис.4

Интерференционные полосы (полосы равной толщины) наблюдаются у поверхности клина (интерференция лучей 1 и 2 произойдет в точке A).

Ширина интерференционной полосы – это расстояние между двумя соседними темными полосами (минимумами k -го и $(k+1)$ -го порядков). Темные полосы будут наблюдаться на тех участках клина, где выполняется условие

$$\Delta_{1,2} = (2k+1) \cdot \lambda/2 .$$

Воспользуемся формулой

$$\Delta_{1,2} = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda}{2} .$$

Для нормального падения лучей ($i=0$)

$$\Delta = 2dn + \lambda/2 ,$$

следовательно, условие минимума:

$$2 dn + \lambda/2 = (2k + 1) \cdot \lambda/2$$

или

$$2 dn = k \cdot \lambda .$$

Предположим, что толщина клина, соответствующая максимуму k -го порядка равна d_1 , а максимуму $(k+1)$ -го порядка – d_2 , тогда

$$2 d_1 n = k \cdot \lambda ;$$

$$2 d_2 n = (k + 1) \cdot \lambda .$$

Решая систему уравнений, получаем

$$d_2 - d_1 = \lambda / (2n) .$$

На рис. 4 видно, что $d_2 - d_1 = l \sin \theta$.

Ввиду малости угла θ (по условию $\theta = 0,2^\circ$) $\sin \theta \approx \theta$ (рад), следовательно,

$$d_2 - d_1 = l \cdot \theta = \lambda / (2n) \text{ и } l = \lambda / (2n \theta) ;$$

$$l = (5,5 \cdot 10^{-7}) / (2 \cdot 1,5 \cdot 5,3 \cdot 10^{-5}) = 0,00315 \text{ (м)}.$$

Ответ: $l = 0,00315 \text{ (м)}$.

Задача 5. Установка для наблюдения колец Ньютона освещается нормально падающим монохроматическим светом ($\lambda=500 \text{ нм}$). Пространство между линзой и стеклянной пластинкой заполнено сероуглеродом ($n=1,6$). Радиус кривизны линзы 10 м. Показатель преломления линзы и пластины равны, соответственно, 1,5 и 1,7. Определить радиус третьего темного кольца Ньютона рис.5.

Дано:

$$\lambda = 500 \text{ нм} =$$

$$= 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$$

$$R = 10 \text{ м}$$

$$n = 1,6$$

$$n_1 = 1,5$$

$$n_2 = 1,7$$

$$r_3 = ?$$

Решение

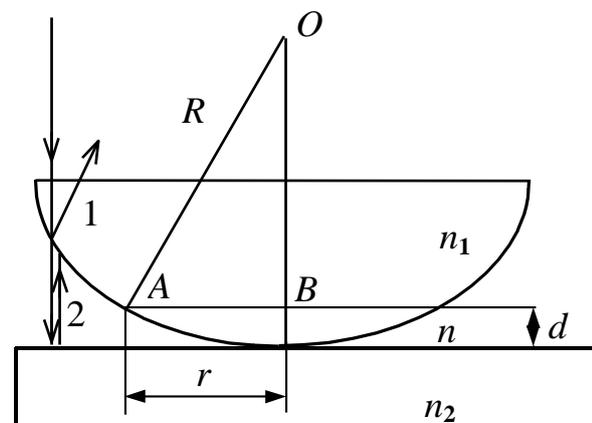


Рис. 5

В установке по наблюдению колец Ньютона на стеклянную пластинку положена плосковыпуклая линза большого радиуса кривизны R . Между линзой и стеклянной пластинкой возникает тонкий воздушный зазор, заполненный (по условию задачи) жидкостью с показателем преломления n . В этом тонком жидком слое переменной толщины происходит интерференция лучей 1 и 2, отраженных от верхней и нижней поверхностей пленки. Наблюдаются в данном случае полосы

равной толщины, представляющие собой кольца радиуса r (см. рисунок), соответствующие толщине слоя d . Так как $n > n_1$, то луч 1 отражается от оптически более плотной среды, следовательно, при отражении происходит изменение фазы колебаний луча 1 на π (потери полуволны). Но n_2 также больше n , следовательно, и луч 2 отражается от оптически более плотной среды и при отражении также происходит потеря полуволны. Оптическая разность хода лучей 1 и 2 определяется следующим соотношением с учетом нормального падения лучей и сказанного выше:

$$\Delta = 2dn - \lambda/2 + \lambda/2 = 2dn .$$

Из ΔAOB на рисунке следует, что

$$R^2 = (R - d)^2 + r^2 = R^2 - 2Rd + d^2 + r^2 \dots$$

Ввиду малой толщины зазора между линзой и стеклянной пластинкой величиной d^2 можно пренебречь, тогда

$$r^2 = 2Rd , \quad r = \sqrt{2Rd} .$$

Так как по условию задачи надо определить радиус темного кольца, применим условие интерференционного минимума

$$\Delta = 2dn = (2k + 1) \cdot \lambda/2, \text{ откуда } d = [(2k + 1) \cdot \lambda] / (4n),$$

$$\text{и } r = \sqrt{\frac{(2k + 1)\lambda R}{2n}} .$$

По условию задачи $k = 3$

$$r = \sqrt{\frac{(2 \cdot 3 + 1)5 \cdot 10^{-7} \cdot 10}{2 \cdot 1,6}} = 1,04 \cdot 10^{-3} \text{ (м)}.$$

Ответ: $r = 1,04 \cdot 10^{-3}$ (м).

Задачи для самостоятельного решения

1. На тонкую пленку ($n = 1,33$) падает параллельный пучок белого света. Угол падения $\varphi = 52^\circ$. При какой толщине пленки зеркально отраженный свет будет наиболее сильно окрашен в желтый цвет ($\lambda = 0,60$ мкм).

2. На щель шириной $2,2$ мкм падает нормально пучок монохроматического света с длиной волны $\lambda = 6550$ мкм. Найти углы, в направлении которых будут наблюдаться минимумы света.
3. На диафрагму с круглым отверстием диаметром $d = 5$ мм падает нормально параллельный пучок света с длиной волны $\lambda = 0,6$ мкм. Определить расстояние от точки наблюдения до отверстия, если отверстие открывает: 1) две зоны Френеля; 2) три зоны Френеля.
4. От двух когерентных источников ($\lambda = 0,8$ мкм) лучи попадают на экран. На экране наблюдается интерференционная картина. Когда на пути одного из лучей перпендикулярно ему поместили мыльную пенку ($n = 1,33$), интерференционная картина изменилась на противоположную. При какой наименьшей толщине пленки это возможно?
5. Плоская световая волна падает на бизеркала Френеля, угол между которыми $\alpha = 2,0'$. Определить длину волны света, если ширина интерференционной полосы на экране $\Delta x = 0,55$ мм.
6. Расстояния от бипризмы Френеля до узкой щели и экрана равны, соответственно, $a = 25$ см и $b = 100$ см. Бипризма стеклянная с преломляющим углом $\theta = 20'$. Найти длину волны света, если ширина интерференционной полосы на экране $\Delta x = 0,55$ мм.
7. Плоская монохроматическая световая волна падает нормально на диафрагму с двумя узкими щелями, отстоящими друг от друга на расстояние $d = 2,5$ мм. На экране, расположенном за диафрагмой на $l = 100$ см, образуется система интерференционных полос. На какое расстояние и в какую сторону сместятся эти полосы, если одну из щелей перекрыть стеклянной пластинкой толщины $h = 10$ мкм?

3. Дифракция света

3.1 Принцип Гюйгенса – Френеля. Метод зон Френеля

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

Явление дифракции объясняется с помощью *принципа Гюйгенса*, согласно которому каждая точка, до которой доходит волна, служит центром вторичных волн, а огибающая этих волн задает положение волнового фронта в следующий момент времени.

Явление дифракции характерно для волновых процессов. Поэтому если свет является волновым процессом, то для него должна наблюдаться дифракция, т. е. световая волна, падающая на границу какого-либо непрозрачного тела, должна огибать его (проникать в область геометрической тени). Из опыта, однако, известно, что предметы, освещаемые светом, идущим от точечного источника, дают резкую тень и, следовательно, лучи не отклоняются от их прямолинейного распространения. Почему же возникает резкая тень, если свет имеет волновую природу? Теория Гюйгенса ответить на этот вопрос не могла.

Принцип Гюйгенса решает лишь задачу о направлении распространения волнового фронта, но не затрагивает вопроса об амплитуде, а, следовательно, и об интенсивности волн, распространяющихся по разным направлениям. Френель вложил в принцип Гюйгенса физический смысл, дополнив его идеей интерференции вторичных волн.

Согласно принципу Гюйгенса — Френеля, световая волна, возбуждаемая каким-либо источником S , может быть представлена как *результат суперпозиции когерентных вторичных волн*, «излучаемых» фиктивными источниками. Такими источниками могут служить бесконечно малые элементы любой замкнутой поверхности, охватывающей источник S . Обычно в качестве этой поверхности выбирают одну из волновых поверхностей, поэтому все фиктивные источники действуют синфазно. Таким образом, волны, распространяющиеся от источника,

являются результатом интерференции всех когерентных вторичных волн. Френель исключил возможность возникновения обратных вторичных волн и предположил, что если между источником и точкой наблюдения находится непрозрачный экран с отверстием, то на поверхности экрана амплитуда вторичных волн равна нулю, а в отверстии она такая же, как при отсутствии экрана.

3.2. Дифракция Френеля

Рассмотрим дифракцию в сходящихся лучах, или дифракцию Френеля, осуществляемую в том случае, когда дифракционная картина наблюдается на конечном расстоянии от препятствия, вызвавшего дифракцию.

1. Дифракция на круглом отверстии. Сферическая волна, распространяющаяся из точечного источника S , встречает на своем пути экран с круглым отверстием. Дифракционную картину наблюдаем на экране \mathcal{E} в точке B , лежащей на линии, соединяющей S с центром отверстия (рис.3.1.).

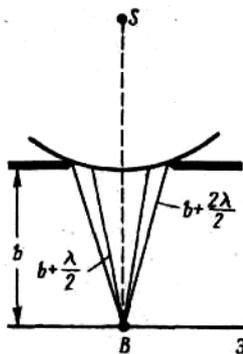


Рис. 3.1. Дифракция Френеля на круглом отверстии

Экран параллелен плоскости отверстия и находится от него на расстоянии b . Вид дифракционной картины зависит от числа зон Френеля, открываемых отверстием. Амплитуда результирующего колебания, возбуждаемого в точке B всеми зонами,

$$A = A_1/2 \pm A_m/2,$$

где знак плюс соответствует нечетным m и минус – четным m .

Когда отверстие открывает нечетное число зон Френеля, то амплитуда (интенсивность) в точке B будет больше, чем при свободном распространении волны; если четное, то амплитуда (интенсивность) будет равна нулю. Если отверстие открывает одну зону Френеля, то в точке B амплитуда $A = A_1$, т. е. вдвое больше, чем в отсутствие непрозрачного экрана с отверстием. Интенсивность света больше, соответственно, в четыре раза. Таким образом, дифракционная картина от круглого отверстия вблизи точки B будет иметь вид чередующихся темных и светлых колец с центрами в точке B (если m четное, то в центре будет темное кольцо, если m нечетное — светлое кольцо), причем интенсивность в максимумах убывает с расстоянием от центра картины.

2. *Дифракция на диске.* Сферическая волна, распространяющаяся от точечного источника S , встречает на своем пути диск. Дифракционную картину наблюдаем на экране \mathcal{E} в точке B , лежащей на линии, соединяющей S с центром диска (рис. 3.2). Пусть диск закрывает m первых зон Френеля. Тогда амплитуда результирующего колебания в точке B равна

$$A = A_{m+1} - A_{m+2} + A_{m+3} - \dots = \frac{A_{m+1}}{2} + \left(\frac{A_{m+1}}{2} - A_{m+2} + \frac{A_{m+3}}{2} \right) + \dots = \frac{A_{m+1}}{2},$$

так как выражения, стоящие в скобках, равны нулю.

Следовательно, в точке B всегда наблюдается интерференционный максимум (светлое пятно), соответствующий половине действия первой открытой зоны Френеля. Центральный максимум окружен концентрическими с ним темными и светлыми кольцами, а интенсивность в максимумах убывает с расстоянием от центра картины.

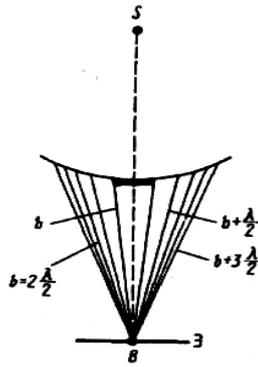


Рис. 3.2. Дифракция Френеля на круглом диске

3.3. Дифракция Фраунгофера

Большое практическое значение имеет дифракция, наблюдаемая при прохождении света через одномерную дифракционную решетку – систему параллельных щелей равной ширины и разделенных равными по ширине непрозрачными промежутками.

Дифракционная картина на решетке определяется как результат взаимной интерференции волн, идущих от всех щелей, т. е. в дифракционной решетке осуществляется многолучевая интерференция когерентных дифрагированных пучков света, идущих от всех щелей.

Рассмотрим дифракционную решетку. На рис. 3.3 для наглядности показаны только две соседние щели MN и CD . Если ширина каждой щели равна a , а ширина непрозрачных участков между щелями b , то величина $d = a + b$ называется постоянной (периодом) дифракционной решетки. Пусть плоская монохроматическая волна падает нормально к плоскости решетки. Так как щели находятся друг от друга на одинаковых расстояниях, то разности хода лучей, идущих от двух соседних щелей, будут для данного направления φ одинаковы в пределах всей дифракционной решетки:

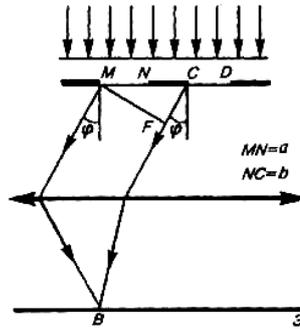


Рис. 3.3. Дифракционная решетка

Полная дифракционная картина для двух щелей определяется из условий:

$$a \sin \varphi = \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots \quad - \text{главные минимумы}; \quad d \sin \varphi = \frac{\lambda}{2}, \frac{3}{2}\lambda, \frac{5}{2}\lambda \dots \quad -$$

дополнительные минимумы; $d \sin \varphi = 0, \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots$ – главные максимумы,

т. е. между двумя главными максимумами располагается один дополнительный минимум.

Вопросы для закрепления материала на тему «Дифракция света»

1. В чем заключается принцип Гюйгенса – Френеля?
2. Что называется дифракцией света?
3. В чем заключается метод зон Френеля?
4. Что называется дифракцией Френеля?
5. Что называется дифракцией Фраунгофера?
6. Что представляет собой дифракционная картина от круглого отверстия?
7. Что называется дифракционной решеткой?

Практическая часть

Практическое занятие № 5-6 (4 часа)

Тема: «Дифракция света»

Вопросы для подготовки к занятию:

1. Что называется дифракцией света?

2. Какова дифракционная картина от круглого отверстия?
3. Какова дифракционная картина от круглого диска?
4. Записать условия дифракционных максимумов для дифракционной решетки.

Основные формулы

Дифракция на одной щели

При нормальном падении лучей на щель шириной a

условие дифракционных максимумов

$$a \sin \varphi = (2k+1) \lambda/2, \quad (k=1, 2, 3 \dots);$$

условие дифракционных минимумов

$$a \sin \varphi = k\lambda, \quad (k=1, 2, 3 \dots).$$

Дифракция на плоской дифракционной решетке

При нормальном падении лучей на решетку с периодом d

условие главных дифракционных максимумов

$$d \sin \varphi = k \lambda, \quad (k=1, 2, 3 \dots);$$

условие добавочных минимумов

$$d \sin \varphi = k \lambda/N,$$

где N – число щелей (штрихов решетки), $k = 1, 2, 3 \dots$, кроме значений $k = N, 2N, 3N \dots$

Разрешающая способность дифракционной решетки

$$R = \lambda/(\delta \lambda) = kN,$$

где $\delta \lambda$ – наименьшая разность длин волн двух соседних спектральных линий (λ и $\lambda + \delta \lambda$), при которой эти линии могут быть видны отдельно.

Угловая дисперсия дифракционной решетки

$$D_\varphi = d \varphi / d\lambda = k / (d \cdot \cos \varphi).$$

Линейная дисперсия дифракционной решетки $D_l = \frac{dl}{d\lambda}$.

Для малых углов дифракции $D_l \approx F \cdot D_\varphi$, где F – фокусное расстояние линзы, собирающей на экране дифракционную картину.

В задачах по дифракции света главное внимание уделяют дифракции от малого отверстия. Для объяснения этого явления нужно ознакомиться с принципом Гюйгенса – Френеля, согласно которому каждую точку среды, до которой дошла волна, можно рассматривать как источник вторичных волн, способных интерферировать между собой. В задачах нужно обратить внимание на то, что интерференция и дифракция – это взаимосвязанные явления.

Примеры решения задач

Задача 1. На пути луча, идущего в воздухе, поставили диафрагму с круглым отверстием, пропускающим: 1) половину первой зоны Френеля; 2) первую зону Френеля; 3) первые полторы зоны Френеля. Как изменилась при этом интенсивность света в точке наблюдения, находящейся на оси отверстия?

Решение

1) Задачу решаем методом графического сложения амплитуд. В случае, когда идет луч в воздухе, векторная диаграмма имеет вид, представленный на рис. 1, а. Вектор, соединяющий начало диаграммы (т. О) с конусом (т. А), является вектором амплитуды колебания, возбуждаемого в точке наблюдения всей волновой поверхностью.

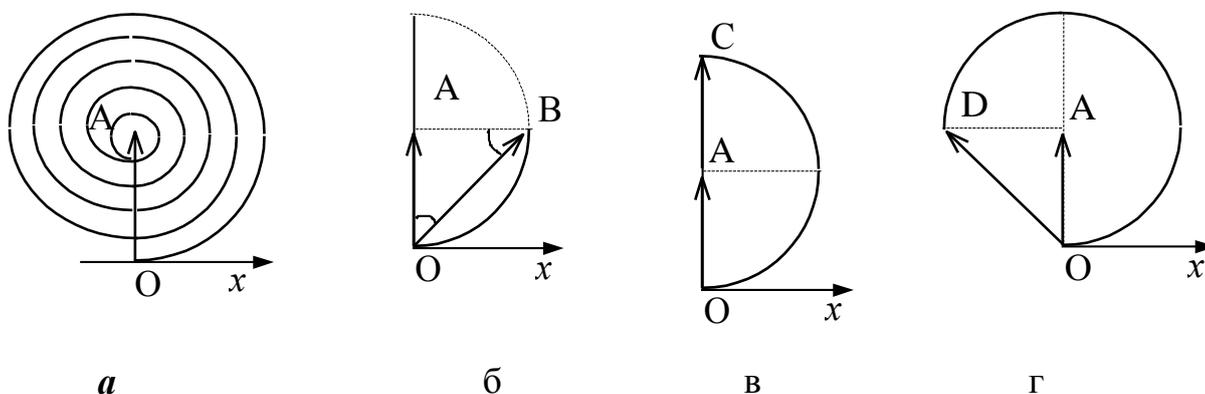


Рис. 1

На рис. 1,б представлена векторная диаграмма, соответствующая случаю, когда отверстие пропускает половину первой зоны Френеля. Световой эффект в этом случае определяется вектором \vec{OB} .

На рис. 1 видно, что $OB = OA / (\cos 45^\circ) = OA \cdot \sqrt{2}$. Интенсивность световой волны пропорциональна квадрату ее амплитуды $J \sim A^2$, следовательно, интенсивность света в первом случае (рис. 1, а) $J_1 \sim OA^2$, во втором случае (рис. 1, б) – $J_2 \sim OB^2$.

$$\frac{J_2}{J_1} = \frac{OB^2}{OA^2} = \frac{OA^2 \cdot 2}{OA^2} = 2, \text{ следовательно, интенсивности увеличиваются}$$

в два раза.

2) Во второй задаче отверстие пропускает первую зону Френеля. Векторная диаграмма для этого случая представлена на рис. 1,в. Результирующая амплитуда – вектор OC . На рис. 1,в видно, что $OC = 2 \cdot OA$, следовательно,

$$\frac{J_3}{J_1} = \frac{OC^2}{OA^2} = \frac{OA^2 \cdot 4}{OA^2} = 4, \text{ т. е. интенсивность увеличивается в 4 раза.}$$

3) Векторная диаграмма для решения третьей задачи представлена на рис. 1, г. Результирующий вектор амплитуды – вектор OD . Сравнение рис. 1, б и 1, г показывает, что $OD = OB$, следовательно, ответ будет такой же, как на первый вопрос задачи.

Ответ: 1) увеличивается в 2 раза;

2) увеличивается в 4 раза;

3) увеличивается в 2 раза.

Задача 2. На диафрагму с диаметром отверстия 1,96 мм рис. 7 падает нормально параллельный пучок монохроматического света ($\lambda = 600$ нм). При каком наибольшем расстоянии между диафрагмой и экраном в центре дифракционной картины еще будет наблюдаться темное пятно?

Дано:

$$D = 1,96 \text{ мм}$$

$$\lambda = 600 \text{ нм}$$

$$l_{\text{max}} - ?$$

Решение

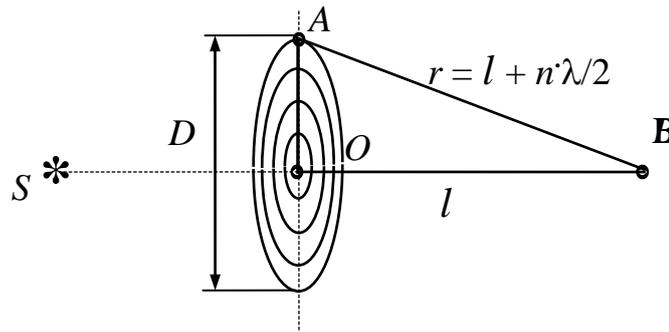


Рис. 2

Так как на диафрагму падает параллельный пучок монохроматического света, то фронт этих лучей – плоскость. Диафрагма будет вырезать из плоскости волнового фронта кружок диаметром D , в котором укладывается определенное число (n) зон Френеля. Расстояние $AB = r = l + n\lambda/2$.

Из треугольника OAB

$$(l + n\lambda/2)^2 = (D/2)^2 + l^2,$$

$$l^2 + l \cdot n \cdot \lambda + n^2 \cdot (\lambda^2/4) = D^2/4 + l^2.$$

Ввиду малости величины λ ($\lambda \ll l$) величиной λ^2 можно пренебречь, тогда

$$n = D^2/(4 l \lambda).$$

Последняя формула свидетельствует о том, что с увеличением расстояния между диафрагмой и экраном число зон Френеля, укладываемых в отверстии диафрагмы, изменяется. От того, четное или нечетное число зон Френеля укладывается в отверстии диафрагмы, зависит результат дифракции: при четном числе наблюдается минимум, при нечетном – максимум (рис. 3.).

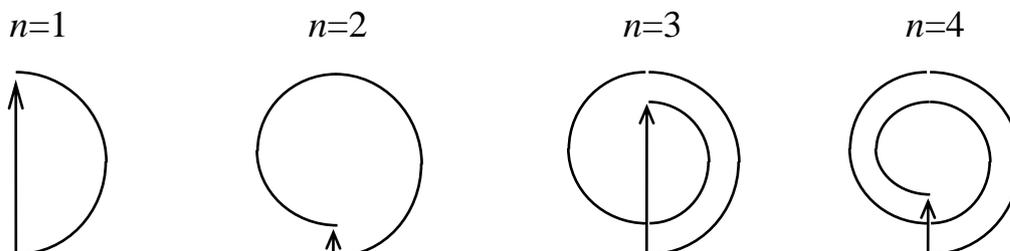


Рис. 3

Зависимость интенсивности света в центре дифракционной картины от расстояния между диафрагмой и экраном представлена на рис. 4.

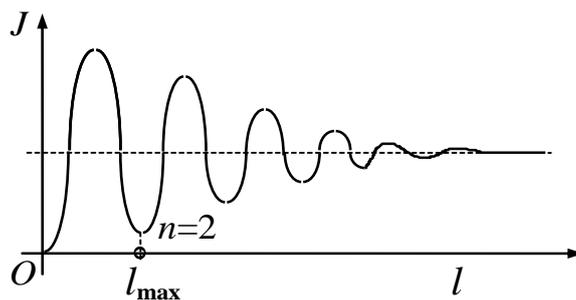


Рис. 4

На рис. 4 видно, что интенсивность максимумов падает, а интенсивность минимумов растет, приближаясь к интенсивности при полностью открытом фронте ($n \rightarrow \infty$).

При приближении к диафрагме последний минимум наблюдается при числе открытых зон Френеля $n=2$, это соответствует искомому расстоянию l_{\max} .

Подставляя значение $n=2$ в последнюю формулу, получим

$$2 = D^2 / (4 l_{\max} \lambda), \text{ откуда } l_{\max} = D^2 / (8 \lambda).$$

$$l_{\max} = (1,96)^2 \cdot 10^{-6} / (8 \cdot 6 \cdot 10^{-7}) = 0,8 \text{ (м)}.$$

Ответ: $l_{\max} = 0,8 \text{ (м)}$.

Задача 3. На дифракционную решетку шириной 1 см падает нормально белый свет. Спектр проектируется линзой на экран, отстоящий от решетки на 3 м. Ширина спектра первого порядка 66 см. Определить: 1) постоянную решетки; 2) общее число главных максимумов, даваемых решеткой; 3) разрешающую способность решетки для максимума наибольшего порядка. Границы видимости спектра $\lambda_{\text{кр}} = 780 \text{ нм}$, $\lambda_{\text{ф}} = 400 \text{ нм}$.

Дано:

$$L = 1 \text{ см} = 10^{-2} \text{ м}$$

$$F = 3 \text{ см} = 3 \cdot 10^{-2} \text{ м}$$

$$\lambda_{\text{кр}} = 780 \text{ нм} = 7,80 \cdot 10^{-7} \text{ м}$$

$$\lambda_{\text{ф}} = 400 \text{ нм} = 4 \cdot 10^{-7} \text{ м}$$

Решение

- 1) $d - ?$
- 2) $N - ?$
- 3) $R - ?$

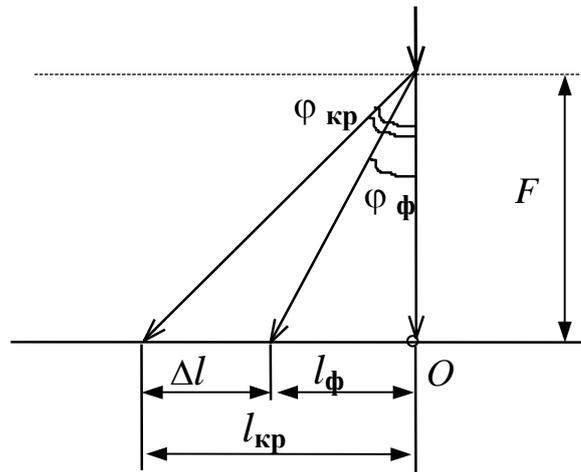


Рис. 5

На рис. 5 φ_{ϕ} – угол дифракции, соответствующий углу отклонения от первоначального направления фиолетовых лучей, $\varphi_{кр}$ – красных лучей. В точке O (центре дифракционной картины) собираются лучи, прошедшие дифракционную решетку без отклонения ($\varphi=0$). В этой точке наблюдается центральный дифракционный максимум.

l_{ϕ} – расстояние от центрального максимума до фиолетовой линии первого порядка, $l_{кр}$ – до красной линии; Δl – длина спектра первого порядка. Так как углы дифракции первого порядка малы, можно считать, что

$$\sin \varphi \approx \operatorname{tg} \varphi \approx \varphi \text{ (рад).}$$

На рис. 5 видно, что

$$\varphi_{\phi} \approx l_{\phi}/F; \quad \varphi_{кр} \approx l_{кр}/F; \quad \Delta l = l_{кр} - l_{\phi} = F(\varphi_{кр} - \varphi_{\phi}).$$

Постоянная решетки d , длина волны λ и угол дифракции φ связаны между собой соотношением

$$d \cdot \sin \varphi = k \cdot \lambda \quad (\text{условие главного максимума}),$$

где k – порядок максимума.

По условию задачи $k=1$, $\sin \varphi \approx \varphi = \lambda/d$.

$$\Delta l = F \left(\frac{\lambda_{\text{кр}}}{d} - \frac{\lambda_{\text{ф}}}{d} \right) = \frac{F}{d} (\lambda_{\text{кр}} - \lambda_{\text{ф}}), \quad \text{откуда } d = \frac{F(\lambda_{\text{кр}} - \lambda_{\text{ф}})}{\Delta l};$$

$$d = \frac{3 \cdot (7,8 - 4) \cdot 10^{-9}}{6,6 \cdot 10^{-2}} = 1,7 \cdot 10^{-6} \text{ (м)}.$$

Общее число главных максимумов, даваемых решеткой, определяется максимальным порядком k_{max} и равно $N_{\text{max}} = 2k_{\text{max}} + 1$, так как дифракционная картина симметрична: число максимумов справа от центрального, слева от центрального и сам центральный максимум. Максимальный порядок, даваемый решеткой, получим из условия дифракционного максимума, положив $\sin \varphi = 1$, так как угол отклонения лучей решеткой не может превышать 90° , при этом

$k_{\text{max}} = d/\lambda_{\text{min}}$; $k_{\text{max}} = 1,7 \cdot 10^{-6} / 4 \cdot 10^{-7} = 4,25$, т. е. максимальный порядок равен 4 (всегда округляем в сторону уменьшения, так как максимум следующего порядка не виден).

Общее число главных дифракционных максимумов

$$N_{\text{max}} = 2 \cdot 4 + 1 = 9.$$

Разрешающая способность дифракционной решетки определяется соотношением

$$R = k \cdot N,$$

где N – общее число штрихов (щелей) решетки, k – порядок дифракционного максимума.

По условию задачи $k = k_{\text{max}} = 4$. Число щелей найдем из ширины L дифракционной решетки, так как $L = N \cdot d$,

$$N = L/d.$$

$$R = k_{\text{max}} \cdot L/d;$$

$$R = (4 \cdot 10^{-2}) / (1,7 \cdot 10^{-6}) = 23529.$$

Ответ: $d = 17$ мкм, $N_{\text{max}} = 9$, $R = 23529$.

Задача 4. Минимальное значение угловой дисперсии некоторой дифракционной решетки $D=1,266 \cdot 10^{-3}$ рад/нм. Найти угловое расстояние между линиями с $\lambda_1=480$ нм и $\lambda_2=680$ нм в спектре первого порядка.

Дано:

$$D=1,266 \cdot 10^{-3} \text{ рад/нм}$$

$$\lambda_1=480 \text{ нм} = 4,8 \cdot 10^{-7} \text{ м}$$

$$\lambda_2=680 \text{ нм} = 6,8 \cdot 10^{-7} \text{ м}$$

$$k=1$$

$$\Delta\varphi - ?$$

Решение

Угловое расстояние между линиями равно разности углов дифракции, соответствующих этим линиям

$$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1.$$

Угловая дисперсия определяется соотношением $D=k/(d \cdot \cos \varphi)$.

Минимальное значение угловой дисперсии соответствует минимальному значению $k=1$ и максимальному значению $\cos \varphi = 1$, т. е.

$$D_{\min} = 1/d,$$

следовательно, можно определить период решетки

$$d = 1/D_{\min};$$

$$d = 1/1,266 \cdot 10^{-6} = 7,9 \cdot 10^{-7} \text{ (м)}.$$

Из условия дифракционного максимума

$$d \sin \varphi_1 = \lambda_1 \quad (k=1 \text{ по условию задачи})$$

$$d \sin \varphi_2 = \lambda_2$$

$$\sin \varphi_1 = \lambda_1/d = 4,8 \cdot 10^{-7} / 7,9 \cdot 10^{-7} = 0,6; \quad \varphi_1 \approx 37^\circ;$$

$$\sin \varphi_2 = \lambda_2/d = 6,8 \cdot 10^{-7} / 7,9 \cdot 10^{-7} = 0,86; \quad \varphi_2 \approx 59^\circ;$$

$$\Delta\varphi = 59^\circ - 37^\circ = 22^\circ.$$

$$\text{Ответ: } \Delta\varphi = 22^\circ.$$

Задача 5. Будут ли разрешены дифракционной решеткой, имеющей 100 штрихов, спектральные линии с длиной волн $\lambda_1=598$ нм и $\lambda_2=602$ нм в спектре а) первого; б) второго порядка?

Дано:

$$N=100$$

$$\lambda_1=598\text{нм}=5,98\cdot 10^{-7}\text{м}$$

$$\lambda_2=602\text{нм}=6,02\cdot 10^{-7}\text{м}$$

$$k=1, k=2$$

$R = ?$

Решение

Разрешающая способность дифракционной решетки

$$R = \lambda / (\delta \cdot \lambda) = k \cdot N, \quad (1)$$

где $\delta \cdot \lambda$ – наименьшая разность длин волн двух спектральных линий, при которой эти линии могут быть видны отдельно в спектре,

полученном посредством данной решетки.

Если разность длин волн $\Delta\lambda < \delta\lambda$, две линии сливаются в одну, то есть не разрешаются дифракционной решеткой.

Для порядка $k=1$ $R_1=1\cdot 100=100$, для порядка $k=2$ $R_2=2\cdot 100=200$.

В формуле (1) $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = 602 - 598 = 4$ (нм);

$$\lambda = (\lambda_2 + \lambda_1) / 2 = 600 \text{ (нм)};$$

$$\lambda / \Delta\lambda = 600(\text{нм}) / 4(\text{нм}) = 150, \text{ что больше } R_1 \text{ и меньше } R_2.$$

Это означает, что для первого порядка $\Delta\lambda < \delta\lambda$ и указанные в условии задачи линии не разрешаются данной дифракционной решеткой.

Для второго порядка $\Delta\lambda > \delta\lambda$ и линии видны отдельно.

Ответ: а) не разрешены; б) разрешены.

Задачи для самостоятельного решения

1. При нормальном падении света на дифракционную решетку угол дифракции для линии $\lambda = 0,65$ мкм во втором порядке равен 45° . Найти угол дифракции для линии $\lambda = 0,50$ мкм в третьем порядке.
2. Определите радиус третьей зоны Френеля, если расстояние от точечного источника света ($\lambda=0,6$ мкм) до волновой поверхности от волновой поверхности до точки наблюдения равно 1,5 м.

3. На дифракционную решетку нормально падает монохроматический свет. Определить угол дифракции для линии 0,55 мкм в четвертом порядке, если угол для линии 0,6 мкм в третьем порядке составляет 30° .
4. Точечный источник света с длиной волны $\lambda = 0,50$ мкм расположен на расстоянии $a = 100$ см перед диафрагмой с круглым отверстием радиуса $r = 1,0$ мм. Найти расстояние b от диафрагмы до точки наблюдения, для которой число зон Френеля в отверстии составляет $k = 3$.
5. Между точечным источником света и экраном поместили диафрагму с круглым отверстием, радиус которого r можно менять в процессе опыта. Расстояния от диафрагмы до источника и экрана равны $a = 100$ см и $b = 125$ см. Определить длину волны света, если максимум освещенности в центре дифракционной картины на экране наблюдается при $r_1 = 1,00$ мм и следующий максимум при $r_2 = 1,29$ мм.
6. Точечный источник монохроматического света расположен перед зонной пластинкой на расстоянии $a = 1,5$ м от нее. Изображение источника образуется на расстоянии $b = 1,0$ м от пластинки. Найти фокусное расстояние зонной пластинки.

4. Дисперсия и поляризация света

4.1. Дисперсия света

Дисперсией света называется зависимость показателя преломления n вещества от частоты ν (длины волны λ) света или зависимость фазовой скорости v световых волн от его частоты ν .

Дисперсия света представляется в виде зависимости

$$n = f(\lambda). \quad (1)$$

Следствием дисперсии является разложение в спектр пучка белого света при прохождении его через призму. Первые экспериментальные наблюдения дисперсии света принадлежат И. Ньютону (1672 г.).

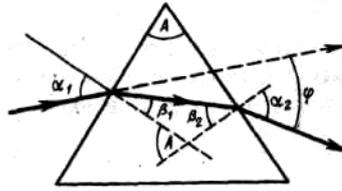


Рис. 4.1 Дисперсия света в призме

Если рассматривать дисперсию света в призме (рис. 4.1), то угол отклонения φ лучей призмой тем больше, чем больше преломляющий угол

$$\varphi = A(n-1). \quad (2)$$

Из выражения (2) вытекает, что угол отклонения лучей призмой зависит от величины $(n-1)$, а n – функция длины волны, поэтому лучи разных длин волн после прохождения призмы окажутся отклоненными на разные углы, т. е. пучок белого света за призмой разлагается, в спектр, что и наблюдалось И. Ньютоном. Таким образом, с помощью призмы, так же как и с помощью дифракционной решетки, разлагая свет в спектр, можно определить его спектральный состав.

Величина $D = dn/d\lambda$, называемая *дисперсией* вещества, показывает, как быстро изменяется показатель преломления с длиной волны.

Показатель преломления для прозрачных веществ с уменьшением длины волны увеличивается (рис. 4.2); следовательно, величина $dn/d\lambda$ по модулю также увеличивается с уменьшением λ . Такая дисперсия называется *нормальной*.

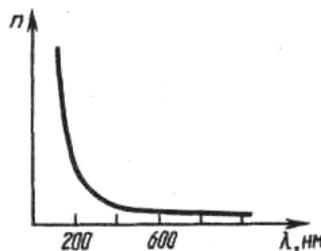


Рис. 4.2. График зависимости $n = f(\lambda)$

Вблизи линий и полос поглощения характер изменения n становится другим: n уменьшается с уменьшением λ . Такой ход зависимости n от λ называется *аномальной дисперсией*.

На явлении нормальной дисперсии основано действие призмных спектрографов. Несмотря на их некоторые недостатки (например, необходимость градуировки, различная дисперсия в разных участках спектра) при определении спектрального состава света, призмные спектрографы находят широкое применение в спектральном анализе. Это объясняется тем, что изготовление хороших призм значительно проще, чем изготовление хороших дифракционных решеток. В призмных спектрографах также легче получить большую светосилу.

4.2. Электронная теория дисперсии света

Из макроскопической электромагнитной теории Максвелла следует, что абсолютный показатель преломления среды

$$n = \sqrt{\epsilon\mu},$$

где ϵ – диэлектрическая проницаемость среды, μ – магнитная проницаемость.

В оптической области спектра для всех веществ $\mu \approx 1$, поэтому

$$n = \sqrt{\epsilon}. \quad (3)$$

Из формулы (3) выявляются некоторые противоречия с опытом: величина n , будучи переменной, остается в то же время равной определенной постоянной $\sqrt{\epsilon}$. Кроме того, значения n , получаемые из этого выражения, не согласуются с опытными значениями. Трудности объяснения дисперсии света с точки зрения электромагнитной теории Максвелла устраняются электронной теорией Лоренца. В теории Лоренца дисперсия света рассматривается как результат взаимодействия

электромагнитных волн с заряженными частицами, входящими в состав вещества и совершающими вынужденные колебания в переменном электромагнитном поле волны.

Применим электронную теорию дисперсии света для однородного диэлектрика, предположив формально, что дисперсия света является следствием зависимости ε от частоты ω световых волн.

Диэлектрическая проницаемость вещества равна

$$\varepsilon = 1 + \kappa = 1 + P/(\varepsilon_0 E),$$

где κ – диэлектрическая восприимчивость среды, ε_0 – электрическая постоянная, P – мгновенное значение поляризованности.

Следовательно,

$$n^2 = 1 + P/(\varepsilon_0 E), \quad (4)$$

т. е. зависит от поляризованности. В данном случае основное значение имеет электронная поляризация, т. е. вынужденные колебания электронов под действием электрической составляющей поля волны, так как для ориентационной поляризации молекул частота колебаний в световой волне очень высока ($\nu \approx 10^{15}$ Гц).

В первом приближении можно считать, что вынужденные колебания совершают только внешние, наиболее слабо связанные с ядром электроны – оптические электроны. Для простоты рассмотрим колебания только одного оптического электрона. Наведенный дипольный момент электрона, совершающего вынужденные колебания, равен $p = ex$, где e – заряд электрона, x – смещение электрона под действием электрического поля световой волны. Если концентрация атомов в диэлектрике равна n_0 , то мгновенное значение поляризованности

$$P = n_0 p = n_0 e x. \quad (5)$$

Из (4) и (5) получим $n^2 = 1 + n_0 e x / (\epsilon_0 E)$. (6)

Следовательно, данная задача сводится к определению смещения x электрона под действием внешнего поля E . Поле световой волны будем считать функцией частоты ω , т. е. изменяющимся по гармоническому закону: $E = E_0 \cos \omega t$.

Из решения уравнения вынужденных колебаний электрона для простейшего случая (без учета силы сопротивления, обуславливающей поглощение энергии падающей волны) можно получить

$$x = A \cos \omega t, \quad (7)$$

где

$$A = e E_0 / m(\omega_0^2 - \omega^2). \quad (8)$$

Подставляя (7) и (8) в (6), получим

$$n^2 = 1 + n_0 e^2 / \epsilon_0 m(\omega_0^2 - \omega^2). \quad (9)$$

Из выражения (9) вытекает, что показатель преломления зависит от частоты внешнего поля, т. е. полученные зависимости действительно подтверждают явление дисперсии света, хотя и при указанных выше допущениях, которые в дальнейшем надо устранить.

График зависимости n от ω представлен на рис. 4. 3.

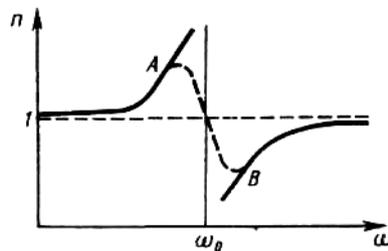


Рис. 4.3. График зависимости n от ω

4.3. Поглощение света

Поглощением (абсорбцией) света называется явление уменьшения энергии световой волны при ее распространении в веществе вследствие преобразования энергии волны в другие виды энергии. В результате поглощения интенсивность света при прохождении через вещество уменьшается. Поглощение света в веществе описывается *законом Бугера*:

$$I = I_0 e^{-ax}, \quad (10)$$

где I_0 и I - интенсивности плоской монохроматической световой волны на входе и выходе слоя поглощающего вещества толщиной x , a - коэффициент поглощения, зависящий от длины волны света, химической природы и состояния вещества и не зависящий от интенсивности света.

4.4. Естественный и поляризованный свет

Следствием теории Максвелла является поперечность световых волн: векторы напряженностей электрического \mathbf{E} и магнитного \mathbf{H} полей волны взаимно перпендикулярны и колеблются перпендикулярно вектору скорости \mathbf{v} распространения волны (перпендикулярно лучу). Поэтому для описания закономерностей поляризации света достаточно знать поведение лишь одного из векторов. Обычно все рассуждения ведутся относительно *светового вектора* – вектора напряженности \mathbf{E} электрического поля (это название обусловлено тем, что при действии света на вещество основное значение имеет электрическая составляющая поля волны, действующая на электроны в атомах вещества).

Свет представляет собой суммарное электромагнитное излучение множества атомов. Атомы же излучают световые волны независимо друг от друга, поэтому световая волна, излучаемая телом в целом, характеризуется всевозможными равновероятными колебаниями светового вектора (рис. 4.4, а; луч перпендикулярен плоскости рисунка). В данном случае равномерное распределение векторов \mathbf{E} объясняется большим числом атомарных излучателей, а

равенство амплитудных значений векторов \mathbf{E} – одинаковой (в среднем) интенсивностью излучения каждого из атомов. Свет со всевозможными равновероятными ориентациями вектора \mathbf{E} (и, следовательно, \mathbf{H}) называется естественным.

Свет, в котором направления колебаний светового вектора каким-то образом упорядочены, называется поляризованным. Так, если в результате каких-либо внешних воздействий появляется преимущественное (но не исключительное!) направление колебаний вектора \mathbf{E} (рисунок 4.4. б), то имеем дело с частично поляризованным светом. Свет, в котором вектор \mathbf{E} колеблется только в одном направлении, перпендикулярном лучу (рис. 4.4. в), называется плоскополяризованным (линейно поляризованным).

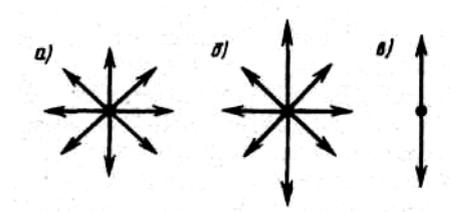


Рис. 4.4. Виды поляризованного света

Плоскость, проходящая через направление колебаний светового плоскополяризованной волны и направление распространения этой волны, называется плоскостью поляризации. Плоскополяризованный свет является предельным случаем эллиптически поляризованного света – света, для которого вектор \mathbf{E} изменяется со временем так, что его конец описывает эллипс, лежащий в плоскости, перпендикулярной лучу.

Степенью поляризации называется величина

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

где I_{\max} и I_{\min} – соответственно максимальная и минимальная интенсивности частично поляризованного света, пропускаемого анализатором. Для естественного света $I_{\max} = I_{\min}$ и $P = 0$, для плоскополяризованного $I_{\min} = 0$ и $P = 1$.

Естественный свет можно преобразовать в плоскополяризованный, используя так называемые поляризаторы, пропускающие колебания только определенного направления (например, пропускающие колебания, параллельные главной плоскости поляризатора, и полностью задерживающие колебания, перпендикулярные этой плоскости). В качестве поляризаторов могут быть использованы среды, анизотропные в отношении колебаний вектора \mathbf{E} , например кристаллы. Из природных кристаллов, давно используемых в качестве поляризатора, следует отметить турмалин.

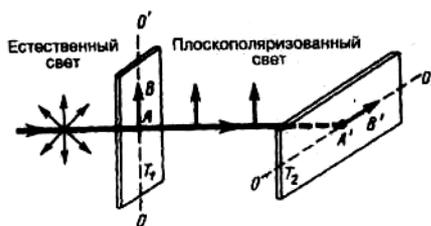


Рис. 4.5. Поляризация естественного света

Рассмотрим классические опыты с турмалином (рис. 4.5). Направим естественный свет перпендикулярно пластинке турмалина T_1 вырезанной параллельно так называемой оптической оси OO' . Вращая кристалл T_1 вокруг направления луча, никаких изменений интенсивности прошедшего через турмалин света не наблюдаем. Если на пути луча поставить вторую пластинку турмалина T_2 и вращать ее вокруг направления луча, то интенсивность света, прошедшего через пластинку, меняется в зависимости от угла α между оптическими осями кристаллов по *закону Малюса*:

$$I = I_0 \cos^2 \alpha, \quad (1)$$

где I_0 и I — соответственно интенсивности света, падающего на второй кристалл и вышедшего из него.

Следовательно, интенсивность прошедшего через пластинки света изменяется от минимума (полное гашение света) при $\alpha = \pi/2$ (оптические оси пластинок перпендикулярны) до максимума при $\alpha = 0$ (оптические оси пластинок параллельны). Однако, как это следует из рис. 4.6, амплитуда E световых колебаний, прошедших через пластинку T_2 , будет меньше амплитуды световых колебаний E_0 , падающих на пластинку T_2

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

Так как интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды, то и получается выражение (1).

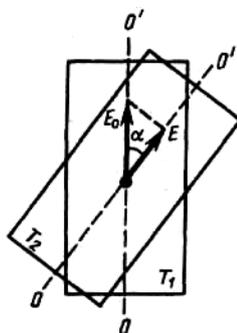


Рис. 4.6. Поляризаторы

Результаты опытов с кристаллами турмалина объясняются довольно просто, если исходить из изложенных выше условий пропускания света поляризатором. Первая пластинка турмалина пропускает колебания только определенного направления (на рис. 4.6 это направление показано стрелкой AB), т. е. преобразует естественный свет в плоскополяризованный. Вторая же пластинка турмалина в зависимости от ее ориентации из поляризованного света пропускает большую или меньшую его часть, которая соответствует компоненту E , параллельному оси второго турмалина. На рис. 4.6 обе пластинки расположены так, что направления пропускаемых ими колебаний AB и $A'B'$ перпендикулярны друг другу. В данном случае T_1 пропускает колебания, направленные по AB , а T_2 их полностью гасит, т. е. за вторую пластинку турмалина свет не проходит. Пластинка T_1 , преобразующая естественный свет в плоскополяризованный, является

поляризатором. Пластика T_2 , служащая для анализа степени поляризации света, называется анализатором. Обе пластинки совершенно одинаковы (их можно поменять местами).

Если пропустить естественный свет через два поляризатора, главные плоскости которых образуют угол α , то из первого выйдет плоскополяризованный свет, интенсивность которого $I_0 = 1/2I_{\text{ест}}$, из второго, согласно (1), выйдет свет интенсивностью $I = I_0 \cos^2 \alpha$.

Следовательно, интенсивность света, прошедшего через два поляризатора,

$$I = 1/2I_{\text{ест}} \cos^2 \alpha,$$

откуда $I_{\text{min}} = 1/2I_{\text{ест}}$ (поляризаторы параллельны) и $I_{\text{min}} = 0$ (поляризаторы скрещены).

4.5. Поляризация при отражении и преломлении

Если естественный свет падает на границу раздела двух диэлектриков (например, воздуха и стекла), то часть его отражается, а часть преломляется и распространяется во второй среде.

Исследования показали, что в отраженном луче преобладают колебания, перпендикулярные плоскости падения (на рис. 4.7 они обозначены точками). В преломленном луче – колебания, параллельные плоскости падения (изображены стрелками).

Степень поляризации зависит от угла падения лучей и показателя преломления. Шотландский физик Д. Брюстер установил закон, согласно которому при угле падения i_B (угол Брюстера), определяемого соотношением

$$\text{tg } i_B = n_{21},$$

где n_{21} – показатель преломления второй среды относительно первой, *отраженный луч является плоскополяризованным* (содержит только колебания, перпендикулярные плоскости падения) (рис. 4.7).

Преломленный же луч при угле падения i_B поляризуется максимально, но не полностью.

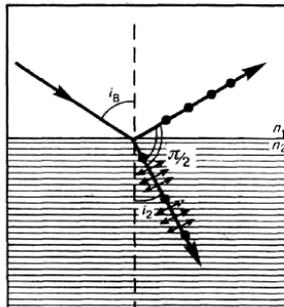


Рис. 4.7. Поляризация света при отражении и преломлении

Если свет падает на границу раздела под углом Брюстера, то отраженный и преломленный лучи *взаимно перпендикулярны*.

4.6. Двойное лучепреломление

Все прозрачные кристаллы (кроме кристаллов кубической системы, которые оптически изотропны) обладают способностью двойного лучепреломления, т. е. раздваивания каждого падающего на них светового пучка. Это явление, в 1669 г. впервые обнаруженное датским ученым Э. Бартолином для исландского шпата (разновидность кальцита CaCO_3), объясняется особенностями распространения света в анизотропных средах и непосредственно вытекает из уравнений Максвелла.

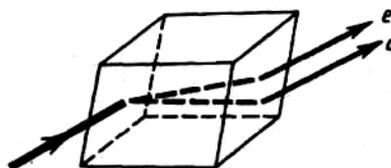


Рис. 4.8. Двойное лучепреломление

Если на толстый кристалл исландского шпата направить узкий пучок света, то из кристалла выйдут два пространственно разделенных луча, параллельных друг другу и падающему лучу (рис. 4.8). Даже в том случае, когда первичный

пучок падает на кристалл нормально, преломленный пучок разделяется на два, причем один из них является продолжением первичного, а второй отклоняется (рис. 4.9). Второй из этих лучей получил название необыкновенного (e), а первый — обыкновенного (o).

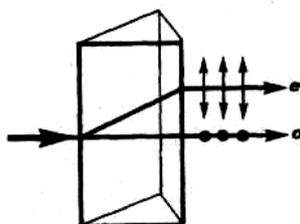


Рис. 4.9. Обыкновенный и необыкновенный лучи

В кристалле исландского шпата имеется единственное направление, вдоль которого двойное лучепреломление не наблюдается. Направление в оптически анизотропном кристалле, по которому луч света распространяется, не испытывая двойного лучепреломления, называется оптической осью кристалла. В данном случае речь идет именно *о направлении*, а не о прямой линии, проходящей через какую-то точку кристалла. *Любая прямая, проходящая параллельно данному направлению, является оптической осью кристалла.* Кристаллы в зависимости от типа их симметрии бывают одноосные и двуосные, т. е. имеют одну или две оптические оси (к первым и относится исландский шпат).

Исследования показывают, что вышедшие из кристалла лучи плоскополяризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях. Плоскость, проходящая через направление луча света и оптическую ось кристалла, называется главной плоскостью (или главным сечением кристалла). Колебания светового вектора в обыкновенном луче происходят перпендикулярно главной плоскости, в необыкновенном луче - в главной плоскости (рис. 4.9).

Практическая часть

Практическое занятие № 7-8 (4 часа)

Тема: «Дисперсия и поляризация света»

Вопросы для подготовки к занятию:

1. Что называется дисперсией света?
2. Чем отличается нормальная дисперсия от аномальной?
3. Укажите практическое применение дисперсии света?
4. Что называется поляризацией света?
5. Записать закон Малюса, закон Брюстера.
6. Укажите способы получения поляризованного света.
7. Что такое световой вектор?
8. Что называется степенью поляризации?
9. В чем заключается явление двойного лучепреломления?

Основные формулы

Закон Брюстера $\operatorname{tg} \alpha_0 = n_{21}$,

где α_0 – угол падения, при котором отраженные световые волны полностью поляризованы; n_{21} – относительный показатель преломления.

Закон Малюса $J = J_0 \cos^2 \alpha$,

где J – интенсивность света, прошедшего систему поляризатор–анализатор; J_0 – интенсивность плоскополяризованного света, падающего на анализатор; α – угол между плоскостями пропускания поляризатора и анализатора.

Степень поляризации света

$$P = \frac{J_{\max} - J_{\min}}{J_{\max} + J_{\min}},$$

где J_{\max} и J_{\min} – максимальная и минимальная интенсивности частично поляризованного света, пропускаемого анализатором.

Угол поворота плоскости поляризации оптически активными веществами

равен:

а) в твердых телах $\varphi = \alpha \cdot d$,

где α – постоянная вращения, d – толщина слоя оптически активного вещества;

б) чистых жидкостях $\varphi = [\alpha] \cdot \rho \cdot d$,

где $[\alpha]$ – удельное вращение, ρ – плотность жидкости;

в) в растворах $\varphi = [\alpha] \cdot c \cdot d$,

где c – массовая концентрация оптически активного вещества в растворе.

Методические указания к решению типовых задач

При решении задач на дисперсию необходимо помнить, что спектр, даваемый решеткой при падении на нее монохроматического света, отличается от спектра, даваемого стеклянной призмой тем, что призма отклоняет падающие лучи тем сильнее, чем короче длина волны падающего света, а в дифракционной решетке все происходит наоборот.

В случае прохождения естественного света через поляризатор его можно представить как наложение двух некогерентных электромагнитных волн, поляризованных во взаимно перпендикулярных направлениях и имеющих одинаковую интенсивность. При прохождении естественного света через несовершенный поляризатор получаем частично поляризованный свет. Если пропустить частично поляризованный свет через анализатор, то при вращении прибора вокруг направления луча интенсивность проходящего света будет меняться от $\max I$ до $\min I$. При изучении поляризации на границе двух диэлектриков необходимо учитывать, что при преломлении естественного света наблюдается лишь частичная поляризация. Степень поляризации преломленного луча максимальна при падении света на диэлектрик под углом Брюстера.

Задача 1. Угол преломления луча в жидкости 35° . Определить показатель преломления жидкости, если известно, что отраженные лучи максимально поляризованы.

Дано:

$$\beta = 35^\circ$$

$n = ?$

Решение

По закону преломления $\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n$.

По условию задачи отраженные лучи полностью поляризованы, следовательно, применим закон Брюстера

$$\operatorname{tg} \alpha_0 = n, \quad \frac{\sin \alpha_0}{\cos \alpha_0} = n.$$

Сравнивая с предыдущей формулой, видим, что

$$\frac{\sin \alpha_0}{\sin \beta} = \frac{\sin \alpha_0}{\cos \alpha_0}, \text{ то есть } \sin \beta = \cos \alpha_0,$$

следовательно, $\alpha_0 + \beta = 90^\circ$ и $\alpha_0 = 90^\circ - \beta = 55^\circ$.

$$n = \frac{\sin 55^\circ}{\sin 35^\circ} = 1,43.$$

Ответ: $n=1,43$.

Задача 2. Естественный свет падает на систему из трех последовательно расположенных одинаковых поляроидов, причем плоскость пропускания среднего поляроида составляет угол 60° с плоскостью пропускания двух других поляроидов. Каждый поляроид обладает таким поглощением, что при падении на него линейно поляризованного света максимальный коэффициент пропускания составляет 0,81. Во сколько раз уменьшится интенсивность света после прохождения этой системы?

Дано:

$$\alpha = 60^\circ$$

$$\tau = 0,81$$

$J_{\text{ест}}/J = ?$

Решение

При падении естественного света на идеальный поляроид через него проходит свет, интенсивность которого

$$J_p = \frac{1}{2} \cdot J_{\text{ест}}.$$

Но этот поляроид пропускает только долю, равную τ от

этой интенсивности, то есть $J_p = \tau \cdot \frac{1}{2} \cdot J_{\text{ест}}$. По закону Малюса интенсивность света, прошедшего второй поляризатор

$$J_1 = J_p \cos^2 \alpha = (\tau / 2) \cdot \cos^2 \alpha.$$

Но второй поляризатор тоже не идеальный и пропускает часть, равную τ от J_1 :

$$J_1 = (\tau^2 / 2) J_{\text{ест}} \cdot \cos^2 \alpha.$$

Свет интенсивности J_1 падает на третий поляризатор, который тоже пропускает часть τ от интенсивности идеального поляризатора:

$$J_2 = \tau J_1 \cdot \cos^2 \alpha = J_{\text{ест}} \cdot (\tau^3 / 2) \cdot \cos^4 \alpha.$$

Отклонение интенсивности $J_{\text{ест}}$, входящей в систему, к интенсивности J_2 , выходящей из системы, равно

$$\frac{J_{\text{ест}}}{J_2} = \frac{2}{\tau^3 \cdot \cos^4 \alpha};$$

$$\frac{J_{\text{ест}}}{J_2} = \frac{2}{0,81^3 \cdot 0,5^4} \approx 60.$$

Ответ: в 60 раз.

Задача 3. На пути частично поляризованного света поместили поляризатор. При повороте поляризатора на угол $\alpha=60^\circ$ из положения, соответствующего максимуму пропускания, интенсивность прошедшего света уменьшилась в $\eta=3,0$ раза. Найти степень поляризации падающего света.

<i>Дано:</i>	<i>Решение</i>
$\alpha=60^\circ$	Максимум пропускания соответствует случаю, когда плоскость, в которой преимущественно колеблется вектор \vec{E} частично поляризованной волны, параллельна плоскости пропускания поляризатора. Поляризатор
$\eta=3$	
$P - ?$	
	полностью пропускает поляризованный свет и половину интенсивности естественного света
	$J_1 = J_n + \frac{1}{2} \cdot J_e.$

При повороте поляризатора из этого положения на 60° , интенсивность пропущенного поляризованного света определится по закону Малюса, а интенсивность пропущенного естественного света будет равна, как и в первом случае, $\frac{1}{2} \cdot J_e$, то есть

$$J_2 = J_n \cdot \cos^2 \alpha + \frac{1}{2} \cdot J_e.$$

По условию задачи $J_1 / J_2 = \eta$ или $J_1 = \eta J_2$.

$$J_n + \frac{1}{2} \cdot J_e = 3 \cdot (J_n \cdot \cos^2 \alpha + \frac{1}{2} \cdot J_e);$$

$$J_n + \frac{1}{2} \cdot J_e = 3 J_n \cdot \cos^2 60^\circ + \frac{3}{2} \cdot J_e;$$

$$\frac{1}{4} \cdot J_n = J_e, \Rightarrow J_n = 4J_e.$$

Степень поляризации частично поляризованного света определяется формулой

$$P = \frac{J_{\max} - J_{\min}}{J_{\max} + J_{\min}}$$

Максимальная интенсивность

$$J_{\max} = J_1 = J_n + \frac{1}{2} \cdot J_e = 4J_e + \frac{1}{2} \cdot J_e = 4,5 J_e.$$

Минимальная интенсивность соответствует случаю, когда поляризатор не пропустит поляризованный свет; через него пройдет только половина поляризованного света $J_{\min} = 0,5 J_e$.

$$P = \frac{4,5J_e - 0,5J_e}{4,5J_e + 0,5J_e} = 0,8.$$

Ответ: $P=0,8$.

Задача 4. Плоско поляризованный монохроматический свет падает на идеальный поляризатор и полностью гасится им. Когда на пути пучка поместили кварцевую пластинку, интенсивность света стала равна половине интенсивности света, падающего на поляризатор. Определить толщину кварцевой пластинки, если постоянная вращения кварца $48,9^\circ$ град/мм.

Дано:

Решение

$$J_2 = 1/2 J_1$$

$$\alpha = 48,9 \text{ град/мм}$$

$$d - ?$$

Так как поляризованный свет гасится поляризатором, то это означает, что его плоскость пропускания перпендикулярна плоскости колебаний поляризованного света

$$(\gamma = \pi / 2).$$

Кварц – это оптически активное вещество, и при введении кварцевой пластинки происходит поворот плоскости колебаний на угол $\varphi = \alpha \cdot d$, где d – толщина пластинки.

Это приводит к тому, что угол между плоскостью пропускания и новой плоскостью колебаний падающего на поляризатор поляризованного света станет равным $\beta = \pi/2 - \varphi$.

По закону Малюса $J_2 = J_1 \cdot \cos^2(\pi/2 - \varphi) = 1/2 \cdot J_1$;

$$\sin^2 \varphi = 1/2 ; \quad \sin^2 \varphi = \frac{1}{\sqrt{2}} ; \quad \varphi = 45^\circ .$$

$$d = \varphi / \alpha = 45/48,9 = 0,92 \text{ (мм)} .$$

Ответ: $d = 0,92 \text{ (мм)}$.

Задачи для самостоятельного решения

1. Пучок света идет в стеклянном сосуде с глицерином, отражаясь от дна сосуда. При каком угле падения отраженный пучок света максимально поляризован?
2. Угол между плоскостями пропускания поляроидов равен 50° . Естественный свет, проходя через такую систему, ослабляется в 4 раза. Пренебрегая потерей света при отражении, определить коэффициент поглощения k света в поляроидах.
3. Чему равен показатель преломления вещества, если при отражении от него света отраженный луч будет полностью поляризован при угле преломления 33° ?
4. На грань стеклянной призмы ($n = 1,5$) нормально падает луч света. Определить угол φ луча отклонения призмой, если преломляющий угол призмы $A = 30^\circ$.
5. При какой скорости красный свет с длиной волны 690 нм будет казаться зеленым (530 нм)?

6. Свет, проходя через жидкость, налитую в стеклянный сосуд ($n = 1,5$), отражается от дна, причем отраженный свет плоскополяризован при падении его на дно сосуда под углом 41° . Определить: 1) показатель преломления жидкости; 2) угол падения света на дно сосуда, чтобы наблюдалось полное отражение.
7. Плоскополяризованный свет, длина волны которого в вакууме $\lambda = 530$ нм, падает на пластинку из кварца перпендикулярно его оптической оси. Определить показатели преломления кварца для обыкновенного (n_0) и необыкновенного (n_e) лучей, если длина волн этих лучей в кристалле соответственно равны $\lambda_0 = 344$ нм, $\lambda_e = 341$ нм.
8. Пучок естественного света падает на систему из $N = 6$ николей, плоскость пропускания каждого из которых повернута на угол $\varphi = 30^\circ$ относительно плоскости пропускания предыдущего николя. Какая часть светового потока проходит через эту систему?
9. На поверхность воды под углом Брюстера падает пучок плоскополяризованного света. Плоскость колебаний светового вектора составляет угол $\varphi = 45^\circ$ с плоскостью падения. Найти коэффициент отражения.
10. Найти концентрацию свободных электронов ионосферы, если для радиоволн с частотой $\nu = 100$ МГц ее показатель преломления $n = 0,90$.

5. Тепловое излучение

5.1. Тепловое излучение и его характеристики

Все нагретые тела – твердые, жидкие, газообразные – испускают излучение. Оно возникает за счет возбуждения атомов и молекул при хаотическом тепловом движении частиц тела, т.е. энергия этого излучения получается за счет внутренней энергии тела.

Излучение, обусловленное только температурой тела, называется **тепловым излучением**.

Свойства теплового излучения различных тел определяются их температурой и зависят от природы тел. Различные тела при одной и той же температуре излучают

неодинаково. Так, например, металлический стержень в пламени газовой горелки светится ярче, чем кварцевый стержень, а сама пламя горелки светится очень слабо.

Тепловое излучение тела при данной температуре определяется его **излучательной способностью** (измеряется энергией излучения, испускаемого единицей площади поверхности тела за единицу времени).

Все тела обладают способностью поглощать падающее на них излучение. Энергия излучения при поглощении превращается во внутреннюю энергию тела. Из опыта известно, что одни тела сильно поглощают излучение, другие – слабо. Поэтому любое тело характеризуется **поглощательной способностью**, которая показывает, какую долю падающего на тело излучения оно поглощает. Поглощательная способность зависит от природы тела, состояния его поверхности, а также от длины волны излучения.

Тела, нагретые до достаточно высоких температур, светятся. Свечение тел, обусловленное нагреванием, называется **тепловым (температурным) излучением**. Тепловое излучение, являясь самым распространенным в природе, совершается за счет энергии теплового движения атомов и молекул вещества. Энергия теплового движения является его внутренней энергией. Энергия теплового движения свойственна всем телам при температуре выше 0^0 К. При высоких температурах излучаются короткие (видимые и ультрафиолетовые) электромагнитные волны, при низких – преимущественно длинные (инфракрасные). Тепловое излучение практически единственный вид излучения, который может быть **равновесным**. Все другие виды излучения неравновесны.

Характеристики теплового излучения:

1. **Спектральная плотность энергетической светимости (излучательности) тела** (излучательная способность) – мощность излучения с единицы площади поверхности тела в интервале частот единичной ширины:

$$r_{v,T} = \frac{dW_{v,v+dv}^{изл}}{dv}, \quad (1)$$

где $dW_{v,v+dv}^{\text{изл}}$ — энергия электромагнитного излучения, испускаемого за единицу времени (мощность излучения) с единицы площади поверхности тела в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$.

2. *Интегральная энергетическая светимость (интегральная излучательность или энергетическая светимость тела)*

$$R_T = \int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu . \quad (2)$$

3. *Спектральная поглощательная способность (поглощательная способность)*

$$a_{\nu,T} = \frac{dW_{\nu,v+dv}^{\text{погл}}}{dW_{\nu,v+dv}} \quad (3)$$

показывает, какая доля энергии, приносимой за единицу времени на единицу площади поверхности тела падающими на нее электромагнитными волнами с частотами от ν до $\nu + d\nu$, поглощается телом.

Тело, способное поглощать полностью при любой температуре все падающее на него излучение любой частоты, называется *абсолютно черным*.

Идеальной моделью черного тела является замкнутая полость с небольшим отверстием O , внутренняя поверхность которой зачернена. Луч света, попавший внутрь такой полости, испытывает многократные отражения от стенок, в результате чего интенсивность вышедшего излучения оказывается практически равной нулю. Опыт показывает, что при размере отверстия, меньшего $0,1$ диаметра полости, падающее излучение всех частот полностью поглощается. Вследствие этого открытые окна домов со стороны улицы кажутся черными, хотя внутри комнат достаточно светло из-за отражения света от стен.

Поглощательная способность зависит от природы тела, состояния его поверхности, а также от длины волны излучения. У абсолютно черного тела

поглощательная способность равна 1, у остальных тел меньше единицы, у идеального зеркала равно 0. Для видимой части спектра к абсолютно черному телу близка сажа.

5.2. Закон Кирхгофа

Кирхгоф, опираясь на второй закон термодинамики и анализируя условия равновесного излучения в изолированной системе тел, установил количественную связь между спектральной плотностью энергетической светимости и спектральной поглощательной способностью тел.

Отношение спектральной плотности энергетической светимости к спектральной поглощательной способности не зависит от природы тела и является для всех тел универсальной функцией частоты (длины волны) и температуры (*закон Кирхгофа*):

$$\frac{r_{\nu,T}}{a_{\nu,T}} = f_{\nu,T} \quad (4)$$

Универсальная функция Кирхгофа $f_{\nu,T}$ есть не что иное, как спектральная плотность энергетической светимости черного тела.

Следовательно, согласно закону Кирхгофа, для всех тел отношение спектральной плотности излучательности к спектральной поглощательной способности равно спектральной плотности энергетической светимости черного тела *при той же температуре и частоте.*

(Отношение излучательной и поглощательной способности любого тела при данной температуре не зависит от природы тела и равно излучательной способности абсолютно черного тела.)

Из закона Кирхгофа следует, что спектральная плотность энергетической светимости любого тела в любой области спектра всегда меньше спектральной плотности энергетической светимости черного тела (при тех же значениях T и ν). Кроме того, из (4) вытекает, что если тело при данной температуре T не поглощает

электромагнитные волны в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$, то оно их в этом интервале частот при температуре T и не излучает.

Закон Кирхгофа описывает только тепловое излучение, являясь настолько характерным для него, что может служить надежным критерием для определения природы излучения. Излучение, которое закону Кирхгофа не подчиняется, не является тепловым.

5.3 Законы теплового излучения

1. Закон Стефана - Больцмана

$$R_e = \sigma T^4, \quad (5)$$

т. е. энергетическая светимость черного тела пропорциональна четвертой степени его термодинамической температуры; σ – постоянная Стефана - Больцмана. Закон Стефана - Больцмана, определяя зависимость R_e от температуры, не дает ответа относительно спектрального состава излучения черного тела.

2. Закон смещения Вина

$$\lambda_{\max} = b/T, \quad (6)$$

т. е. длина волны λ_{\max} , соответствующая максимальному значению спектральной плотности энергетической светимости $f_{\lambda,T}$ черного тела, обратно пропорциональна его термодинамической температуре, b – постоянная Вина. Закон Вина объясняет, почему при понижении температуры нагретых тел в их спектре все сильнее преобладает длинноволновое излучение (например, переход белого каления в красное при остывании металла).

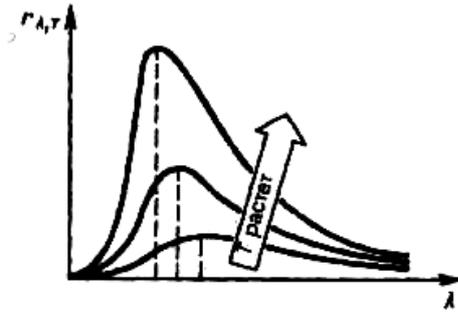


Рис. 5.1. Изменение $f_{\lambda, T}$ от λ

3. Формула Рэлея — Джинса

$$f_{\nu, T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \langle \varepsilon \rangle = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT, \quad (7)$$

где $\langle \varepsilon \rangle = kT$ — средняя энергия осциллятора с частотой ν .

Как показал опыт, выражение (7) согласуется с экспериментальными данными *только* в области достаточно малых частот и больших температур. В области больших частот формула Рэлея — Джинса резко расходится с экспериментом, а также с законом смещения Вина. Кроме того, оказалось, что попытка получить закон Стефана — Больцмана из формулы Рэлея — Джинса приводит к абсурду.

Правильное, согласующееся с опытными данными выражение для спектральной плотности энергетической светимости черного тела было найдено в 1900 г. немецким физиком М. Планком. Для этого ему пришлось отказаться от установившегося положения классической физики, согласно которому энергия любой системы может изменяться *непрерывно*, т. е. может принимать любые сколь угодно близкие значения. Согласно выдвинутой Планком *квантовой гипотезе*, атомные осцилляторы излучают энергию не непрерывно, а определенными порциями — *квантами*, причем энергия кванта пропорциональна частоте колебания:

$$\varepsilon_0 = h\nu = hc/\lambda, \quad (8)$$

где h – постоянная Планка.

Так как излучение испускается порциями, то энергия осциллятора ϵ может принимать лишь определенные *дискретные значения*, кратные целому числу элементарных порций энергии ϵ_0 :

$$\epsilon = nh\nu \quad (n=0, 1, 2, \dots).$$

В данном случае среднюю энергию $\langle \epsilon \rangle$ осциллятора нельзя принимать равной kT . В приближении, что распределение осцилляторов по возможным дискретным состояниям подчиняется распределению Больцмана, средняя энергия осциллятора

$$\langle \epsilon \rangle = \frac{h \cdot \nu}{e^{h\nu/kT} - 1},$$

а спектральная плотность энергетической светимости черного тела

$$f_{\nu, T} = \frac{2\pi \cdot \nu}{c^2} \frac{h\nu}{e^{h\nu/(kT)} - 1} = \frac{2\pi h^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/(kT)} - 1}.$$

Таким образом, Планк вывел для универсальной функции Кирхгофа формулу

$$f_{\nu, T} = \frac{2\pi \cdot h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/(kT)} - 1}.$$

Эта формула блестяще согласуется с экспериментальными данными по распределению энергии в спектрах излучения черного тела *во всем интервале частот и температур*. Теоретический вывод этой формулы М. Планк изложил 14 декабря 1900 г. на заседании Немецкого физического общества. Этот день стал датой рождения квантовой физики.

Формула Планка не только хорошо согласуется с экспериментальными данными, но и содержит в себе частные законы теплового излучения, а также позволяет вычислить постоянные в законах теплового излучения. Следовательно,

формула Планка является полным решением основной задачи теплового излучения, поставленной Кирхгофом.

5.4. Оптическая пирометрия

Законы теплового излучения используются для измерения температуры раскаленных и самосветящихся тел (например, звезд). В зависимости от того, какой закон теплового излучения используется при измерении температуры тел, различают *радиационную, цветовую и яркостную температуры*.

1. *Радиационная температура* – это такая температура черного тела, при которой его энергетическая светимость равна энергетической светимости исследуемого тела.

2. *Цветовая температура* – это температура, соответствующая максимальной спектральной плотности энергетической светимости исследуемого тела.

3. *Яркостная температура* – это температура черного тела, при которой для определенной длины волны его спектральная плотность энергетической светимости равна спектральной плотности энергетической светимости исследуемого тела.

Практическая часть

Практическое занятие № 9 (2 часа)

Тема: «Тепловое излучение»

Вопросы для подготовки к занятию:

1. Что называется тепловым излучением?
2. Дать определение характеристик теплового излучения.
3. Какое тело называется абсолютно черным?
4. В чем отличие серого тела от черного?
5. Записать закон Кирхгофа.

6. Сформулировать основные законы излучения абсолютно черного тела.
7. Записать формулу Планка.
8. Что называется радиационной температурой?
9. Что называется цветовой температурой?

Основные формулы

Закон Стефана-Больцмана

$$R_3 = \sigma T_4,$$

где R_3 – энергетическая светимость черного тела (энергия, излучаемая с единицы поверхности тела, в единицу времени, во всем спектральном интервале излучения); T – абсолютная температура тела; σ – постоянная Стефана-Больцмана ($\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴)).

Закон смещения Вина $\lambda_{\max} = b' / T',$

где λ_{\max} – длина волны, на которую приходится максимум излучательной способности тела; b' – постоянная Вина ($b' = 2,9 \cdot 10^{-3}$ м·К).

Второй закон Вина $(r_{\lambda, T})_{\max} = b'' \cdot T^5,$

где $(r_{\lambda, T})_{\max}$ – максимальная излучательная способность (максимальная спектральная плотность энергетической светимости); b'' – вторая постоянная Вина ($b'' = 1,3 \cdot 10^{-5}$ Вт/(м³·К⁵)).

Излучательная способность тела – это энергия, излучаемая нагретым телом в единицу времени, с единицы поверхности нагретого тела в узком спектральном интервале от λ до $(\lambda + \Delta\lambda)$.

Связь между энергетической светимостью и излучательной способностью

тела
$$R_3 = \int_0^{\infty} r_{\lambda, T} d\lambda.$$

Закон Кирхгофа
$$\frac{r_{\lambda, T}}{a_{\lambda, T}} = \overline{r_{\lambda, T}},$$

где $r_{\lambda, T}$ – излучательная способность тела; $\overline{r_{\lambda, T}}$ – излучательная

способность абсолютно черного тела; $a_{\lambda,T}$ – поглощательная способность тела.

Поглощательная способность тела – отношение энергии, поглощенной телом к энергии, падающей на тело, причем и та, и другая энергии берутся в единицу времени и приходятся на единицу поверхности нагретого тела.

Энергетическая светимость серого тела

$$R_s = a_T \cdot \sigma \cdot T^4,$$

где a_T – поглощательная способность серого тела.

Методические указания к решению типовых задач

Любое реальное тело поглощает излучение различных частот по-разному в зависимости от его температуры, поэтому коэффициент T изменяется при изменении температуры. Максимальной поглощающей способностью обладает абсолютно черное тело, у него $T = 1$. Оно при любой температуре полностью поглощает все падающее на него излучение. Тело, у которого поглощающая способность меньше единицы – серое, у него $T < 1$. Этот коэффициент у серых тел зависит от температуры, материала и состояния поверхности.

Примеры решения задач

Задача 1. Исследование спектра излучения Солнца показало, что максимум спектральной плотности энергетической светимости соответствует длине волны 0,5 мкм. Определить энергетическую освещенность поверхности Земли, принимая Солнце за абсолютно черное тело.

Дано:

$$\lambda_{\max} = 0,5 \text{ мкм} = 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$$

$$r_c = 6,96 \cdot 10^8 \text{ м}$$

$$r = 1,5 \cdot 10^{11} \text{ м}$$

Решение

Энергетическая освещенность поверхности Земли равна потоку солнечной энергии, падающей на единицу поверхности

$$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$$

Земли. Будем считать Солнце сферой, площадь поверхности которой

$$E_{\text{з}} - ?$$

$$S = 4 \pi r_{\text{с}}^2 .$$

Поток энергии, излучаемой Солнцем,

$$\Phi_{\text{с}} = R_{\text{с}} \cdot 4 \pi R^2 ,$$

где $R_{\text{с}} = \sigma \cdot T_{\text{с}}^4$, так как, по условию задачи, Солнце – абсолютно черное тело.

$$\Phi_{\text{с}} = \sigma \cdot T_{\text{с}}^4 \cdot 4 \pi R^2 .$$

Температуру поверхности Солнца $T_{\text{с}}$ определим из закона Вина

$$T_{\text{с}} = b' / \lambda_{\text{max}} .$$

Поток солнечной энергии распространяется от Солнца по всем направлениям в пределах 4π радиан (в дальнейшем будем считать Солнце точечным источником). На единицу любой поверхности находящейся на расстоянии r от Солнца, приходится энергия, равная $\Phi_{\text{с}} / (4\pi r^2)$.

$$E_{\text{з}} = \frac{\sigma \left(\frac{b' \cdot B}{\lambda_{\text{max}}} \right)^4 \cdot 4\pi R^2}{4\pi r^2} = \sigma \left(\frac{b' \cdot B}{\lambda_{\text{max}}} \right)^4 \cdot \left(\frac{R}{r} \right)^2 .$$

$$E_{\text{з}} = 5,67 \cdot 10^{-8} \left(\frac{2,9 \cdot 10^{-3}}{5 \cdot 10^{-7}} \right)^4 \cdot \left(\frac{6,96 \cdot 10^8}{1,5 \cdot 10^{11}} \right)^2 \approx 1380 \text{ Вт}/\text{м}^2 .$$

Ответ: $E_{\text{з}} = 1380 \text{ Вт}/\text{м}^2$.

Задача 2. Внутри солнечной системы на том же расстоянии от Солнца, как и Земля, находится частица сферической формы. Полагая Солнце абсолютно черным телом с температурой $T_{\text{с}} = 6000 \text{ К}$ и что температура частицы во всех ее точках одинакова, определить ее температуру, считая частицу серым телом.

Дано:

$$r = 1,5 \cdot 10^{11} \text{ м}$$

$$T_{\text{с}} = 6000 \text{ К}$$

$$R_{\text{с}} = 6,96 \cdot 10^8 \text{ м}$$

Решение

Частица – серое тело, следовательно, ее поглощательная способность одинакова для всех длин волн и при данной температуре частиц $a_{\lambda, T} = a_T$.

$$\lambda = 500 \text{ нм}$$

Так как температура частицы постоянна во всех ее точках, соблюдается условие равновесия:

$$T_r - ?$$

мощность излучения, поглощаемого частицей, равна мощности излучения, испускаемой ею

$$N_{\text{погл}} = N_{\text{изл}}.$$

Определим $N_{\text{погл}}$, исходя из объяснения решения предыдущей задачи.

Мощность солнечного излучения, падающего на единицу поверхности частицы, равна

$$N_{\text{пад}} = \sigma T_c^4 \cdot \left(\frac{R_c}{r} \right)^2.$$

Если учесть, что к Солнцу обращена половина поверхности частицы, то на поверхность частицы падает мощность солнечного излучения, равная

$$N_{\text{пад}} = \sigma T_c^4 \cdot \left(\frac{R_c}{r} \right)^2 \cdot \frac{1}{2} \cdot 4\pi R_r^2,$$

где R_c – радиус частицы.

Частица – это серое тело, поэтому она поглощает не всю энергию, а только часть ее.

$$N_{\text{погл}} = a_T \cdot N_{\text{пад}} = a_T \cdot \sigma T_c^4 \cdot \left(\frac{R_c}{r} \right)^2 \cdot 2\pi R_r^2.$$

Определим энергию, излучаемую частицей

$$N_{\text{изл}} = a_T \cdot \sigma T_c^4 \cdot 4\pi R_r^2.$$

Приравнивая правые части последних соотношений, получим

$$a_T \cdot \sigma T_c^4 \cdot \left(\frac{R_c}{r} \right)^2 \cdot 2\pi R_r^2 = a_T \cdot \sigma T_c^4 \cdot 4\pi R_r^2,$$

откуда
$$T_r = T_c \sqrt{\frac{R_c}{r}} \cdot \frac{1}{\sqrt[4]{2}};$$

$$T_r = 6000 \sqrt{\frac{6,96 \cdot 10^8}{1,5 \cdot 10^{11}}} \cdot \frac{1}{\sqrt[4]{2}} \approx 343\text{K}.$$

Ответ: $T_r = 343\text{K} = 70^\circ\text{C}$.

Задача 3. Определить, за какое время зачерненный металлический шар диаметром D остынет с температуры T_1 до температуры T_2 . Теплоемкость шара C . Остывание идет только за счет теплового излучения.

Решение

Теплоемкость твердого тела определяется формулой

$$C = \frac{dQ}{dT} \approx \frac{dU}{dT},$$

где dU – это изменение внутренней энергии, так как при нагревании происходит незначительное изменение объема тела.

Вследствие теплового излучения происходит убыль внутренней энергии шара, равная $dU = -C dT$.

С другой стороны, энергия, излучаемая нагретым шаром за время dt , равна

$$dE = \sigma T^4 \cdot 4\pi R^2 \cdot dt.$$

Приравнивая правые части последних соотношений, получим

$$-C dT = \sigma T^4 \cdot 4\pi R^2 \cdot dt.$$

Проводим разделение переменных и решаем полученные интегралы

$$-\int_{T_1}^{T_2} C \frac{dT}{T^4} = 4\pi R^2 \int_{t_1}^{t_2} dt.$$

$$C \cdot \frac{1}{3} \left(\frac{1}{T_2^3} - \frac{1}{T_1^3} \right) = 4\pi R^2 \cdot \sigma \cdot (t_2 - t_1); \quad t_2 - t_1 = \Delta t;$$

$$\Delta t = \frac{C}{12\pi R^2 \cdot \sigma} \left(\frac{1}{T_2^3} - \frac{1}{T_1^3} \right).$$

Задачи для самостоятельного решения

1. Как и во сколько раз изменится поток излучения абсолютно черного тела, если максимум энергии излучения переместится с красной границы видимого спектра ($\lambda_{m_1} = 780$ нм) на фиолетовую ($\lambda_{m_2} = 390$ нм).
2. Температура абсолютно черного тела $T = 2$ кК. Определить длину волны λ_m , на которую приходится максимум энергии излучения, и спектральную плотность излучательности $(r_{\lambda, \tau})_{\max}$ для этой длины волны.
3. Абсолютно черное тело имеет температуру $T_1 = 500$ К. Какова будет температура T_2 тела, если в результате нагревания поток излучения увеличится в 5 раз?
4. Определить энергию фотона с длиной волны $\lambda = 0,5$ мкм.
5. Определить температуру T и энергетическую светимость (излучательность) R_e абсолютно черного тела, если максимум энергии излучения приходится на длину волны $\lambda_m = 600$ нм.
6. Определить импульс фотона с длиной волны $\lambda = 0,78$ мкм.
7. Определить массу фотона с длиной волны $\lambda = 0,38$ мкм.
8. Имеется два абсолютно черных источника теплового излучения. Температура одного из них $T_1 = 2500$ К. Найти температуру другого источника, если длина волны, отвечающая максимуму его испускательной способности, на $\Delta\lambda = 0,50$ мкм больше длины волны, соответствующей максимуму испускательной способности первого источника.
9. Энергетическая светимость абсолютно черного тела $M_\varepsilon = 3,0$ Вт/см². Определить длину волны, отвечающую максимуму испускательной способности этого тела.
10. Излучение Солнца по своему спектральному составу близко к излучению абсолютно черного тела, для которого максимум испускательной способности приходится на длину волны $0,48$ мкм. Найти массу, теряемую Солнцем каждую секунду за счет излучения. Оценить время, за которое масса Солнца уменьшится на 1 %.

6. Фотоэффект

6.1. Фотоэффект и его виды

Гипотеза Планка, блестяще решившая задачу теплового излучения черного тела, получила подтверждение и дальнейшее развитие при объяснении фотоэффекта – явления, открытие и исследование которого сыграло важную роль в становлении квантовой теории.

Различают фотоэффект внешний, внутренний и вентильный. *Внешним фотоэлектрическим эффектом (фотоэффектом)* называется испускание электронов веществом под действием электромагнитного излучения. Внешний фотоэффект наблюдается в твердых телах (металлах, полупроводниках, диэлектриках), а также в газах на отдельных атомах и молекулах (фотоионизация).

Фотоэффект обнаружен (1887 г.) Г. Герцем, наблюдавшим усиление процесса разряда при облучении искрового промежутка ультрафиолетовым излучением.

Первые фундаментальные исследования фотоэффекта выполнены русским ученым А. Г. Столетовым. Принципиальная схема для исследования фотоэффекта приведена на рис. 6.1. Два электрода (катод К из исследуемого металла и анод А – в схеме Столетова применялась металлическая сетка) в вакуумной трубке подключены к батарее так, что с помощью потенциометра R можно изменять не только значение, но и знак подаваемого на них напряжения. Ток, возникающий при освещении катода монохроматическим светом (через кварцевое окошко), измеряется включенным в цепь миллиамперметром. Облучая катод светом различных длин волн, Столетов установил следующие закономерности, не утратившие своего значения до нашего времени: 1) наиболее эффективное действие оказывает ультрафиолетовое излучение; 2) под действием света вещество теряет только отрицательные заряды; 3) сила тока, возникающего под действием света, прямо пропорциональна его интенсивности.

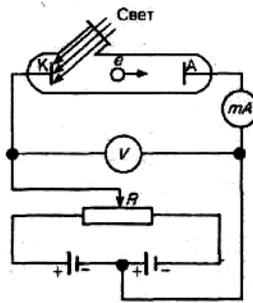


Рис. 6.1. Схема для исследования фотоэффекта

Внутренний фотоэффект – это вызванные электромагнитным излучением переходы электронов внутри полупроводника или диэлектрика из связанных состояний в свободные без вылета наружу. В результате концентрация носителей тока внутри тела увеличивается, что приводит к возникновению *фотопроводимости* (повышению электропроводности полупроводника или диэлектрика при его освещении) или к возникновению Э.Д.С.

Вентильный фотоэффект, являющийся разновидностью внутреннего фотоэффекта, – возникновение э.д.с. (фото-э.д.с.) при освещении контакта двух разных полупроводников или полупроводника и металла (при отсутствии внешнего электрического поля).

На рис. 6.1 приведена экспериментальная установка для исследования *вольт-амперной характеристики фотоэффекта* – зависимости фототока I , образуемого потоком электронов, испускаемых катодом под действием света, от напряжения U между электродами. Такая зависимость, соответствующая двум различным освещенностям E_e катода (частота света в обоих случаях одинакова), изображена на рис. 6.2.

По мере увеличения U фототок постепенно возрастает, т. е. все большее число фотоэлектронов достигает анода. Пологий характер кривых показывает, что электроны вылетают из катода с различными скоростями. Максимальное значение тока $I_{\text{нас}}$ – *фототок насыщения* — определяется таким значением U , при котором все электроны, испускаемые катодом, достигают анода:

$$I_{\text{нас}} = en,$$

где n — число электронов, испускаемых катодом в 1 с.

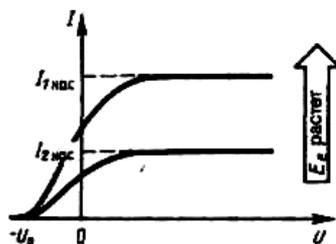


Рис. 6.2. Вольт-амперная характеристика фотоэффекта

Из вольт-амперной характеристики следует, что при $U = 0$ фототок не исчезает. Следовательно, электроны, выбитые светом из катода, обладают некоторой начальной скоростью v , а значит, и отличной от нуля кинетической энергией и могут достигнуть анода без внешнего поля. Для того чтобы фототок стал равным нулю, необходимо приложить *задерживающее напряжение* U_0 . При $U = U_0$ ни один из электронов, даже обладающий при вылете из катода максимальной скоростью v_{max} , не может преодолеть задерживающего поля и достигнуть анода.

Следовательно,

$$mv_{\text{max}}^2/2 = eU_0, \quad (9)$$

т. е., измерив задерживающее напряжение U_0 , можно определить максимальные значения скорости и кинетической энергии фотоэлектронов.

6.2. Законы внешнего фотоэффекта

При изучении вольт-амперных характеристик разнообразных материалов (важна чистота поверхности, поэтому измерения проводятся в вакууме и на свежих поверхностях) при различных частотах падающего на катод излучения,

различных энергетических освещенностях катода и обобщения полученных данных были установлены следующие *три закона внешнего фотоэффекта*.

I. Закон Столетова: при фиксированной частоте падающего света число фотоэлектронов, вырываемых из катода в единицу времени, пропорционально интенсивности света (сила фототока насыщения пропорциональна энергетической освещенности E_e катода).

II. Максимальная начальная скорость (максимальная начальная кинетическая энергия) фотоэлектронов не зависит от интенсивности падающего света, а определяется только его частотой ν .

III. Для каждого вещества существует *красная граница* фотоэффекта, т.е. минимальная частота ν_0 света (зависящая от химической природы вещества и состояния его поверхности), ниже которой фотоэффект невозможен.

Качественное объяснение фотоэффекта с волновой точки зрения на первый взгляд не должно было бы представлять трудностей. Действительно, под действием поля световой волны в металле возникают вынужденные колебания электронов, амплитуда которых (например, при резонансе) может быть достаточной для того, чтобы электроны покинули металл; тогда и наблюдается фотоэффект. Кинетическая энергия вырываемого из металла электрона должна была бы зависеть от интенсивности падающего света, так как с увеличением последней электрону передавалась бы большая энергия. Однако этот вывод противоречит II закону фотоэффекта. Так как, по волновой теории, энергия, передаваемая электронам, пропорциональна интенсивности света, то свет любой частоты, но достаточно большой интенсивности должен был бы вырывать электроны из металла; иными словами, красной границы фотоэффекта не должно быть, что противоречит III закону фотоэффекта. Кроме того, волновая теория не смогла объяснить *безынерционность фотоэффекта*, установленную опытами. Таким образом, фотоэффект необъясним с точки зрения волновой теории света.

А. Эйнштейн в 1905 г. показал, что явление фотоэффекта и его закономерности могут быть объяснены на основе предложенной им *квантовой теории фотоэффекта*. Согласно Эйнштейну, свет частотой ν не только *испускается*, как это предполагал Планк, но и *распространяется* в пространстве и *поглощается* веществом отдельными порциями (квантами), энергия которых $\varepsilon_0 = h\nu$. Таким образом, распространение света нужно рассматривать не как непрерывный волновой процесс, а как поток локализованных в пространстве дискретных световых квантов, движущихся со скоростью c распространения света в вакууме. Кванты электромагнитного излучения получили название фотонов.

По Эйнштейну, каждый квант поглощается только одним электроном. Поэтому число вырванных фотоэлектронов должно быть пропорционально интенсивности света (I закон фотоэффекта). Безынерционность фотоэффекта объясняется тем, что передача энергии при столкновении фотона с электроном происходит почти мгновенно.

Энергия падающего фотона расходуется на совершение электроном работы выхода A из металла и на сообщение вылетевшему фотоэлектрону кинетической энергии $m\nu_{\max}^2/2$. По закону сохранения энергии

$$h\nu = A + m\nu_{\max}^2/2. \quad (10)$$

Уравнение (10) называется *уравнением Эйнштейна для внешнего фотоэффекта*.

Уравнение Эйнштейна позволяет объяснить II и III законы фотоэффекта. Из (10) непосредственно следует, что максимальная кинетическая энергия фотоэлектрона линейно возрастает с увеличением частоты падающего излучения и не зависит от его интенсивности (числа фотонов), так как ни A , ни ν от интенсивности света не зависят (II закон фотоэффекта). Так как с уменьшением частоты света кинетическая энергия фотоэлектронов уменьшается (для данного металла $A = \text{const}$), то при некоторой достаточно малой частоте $\nu = \nu_0$

кинетическая энергия фотоэлектронов станет равной нулю и фотоэффект прекратится (III закон фотоэффекта), следовательно,

$$\nu_0 = A/h \quad (11)$$

и есть красная граница фотоэффекта для данного металла. Она зависит лишь от работы выхода электрона, т. е. от химической природы вещества и состояния его поверхности.

6.3. Применение фотоэффекта

На явлении фотоэффекта основано действие фотоэлектронных приборов, получивших разнообразное применение в различных областях науки и техники. В настоящее время практически невозможно указать отрасли производства, где бы не использовались фотоэлементы – приемники излучения, работающие на основе фотоэффекта и преобразующие энергию излучения в электрическую.

Простейшим фотоэлементом с внешним фотоэффектом является *вакуумный фотоэлемент*. Он представляет собой откачанный стеклянный баллон, внутренняя поверхность которого (за исключением окошка для доступа излучения) покрыта фоточувствительным слоем, служащим фотокатодом. В качестве анода обычно используется кольцо или сетка, помещаемая в центре баллона. Фотоэлемент включается в цепь батареи, э.д.с. которой выбирается такой, чтобы обеспечить фототок насыщения. Выбор материала фотокатода определяется рабочей областью спектра: для регистрации видимого света и инфракрасного излучения используется кислородно-цезиевый катод, для регистрации ультрафиолетового излучения и коротковолновой части видимого света – сурьмяно-цезиевый. Вакуумные фотоэлементы безынерционны, и для них наблюдается строгая пропорциональность фототока интенсивности излучения. Эти свойства позволяют использовать вакуумные фотоэлементы в качестве фотометрических приборов, например фотоэлектрический экспонометр, люксметр (измеритель освещенности) и т. д.

Для увеличения интегральной чувствительности вакуумных фотоэлементов баллон заполняется разреженным инертным газом (Аг или Ne при давлении $\approx 1,3 \div 13$ Па). Фототок в таком элементе, называемом газонаполненным, усиливается вследствие ударной ионизации молекул газа фотоэлектронами. Интегральная чувствительность газонаполненных фотоэлементов (≈ 1 мА/лм) гораздо выше, чем для вакуумных (20 - 150 мкА/лм), но они обладают по сравнению с последними большей инерционностью.

Фотоэлементы с внутренним фотоэффектом, называемые *полупроводниковыми фотоэлементами*, или *фотосопротивлениями (фоторезисторами)*, обладают гораздо большей интегральной чувствительностью, чем вакуумные. Для их изготовления используются PbS, CdS, PbSe и некоторые другие полупроводники. Если фотокатоды вакуумных фотоэлементов и фотоэлектронных умножителей имеют красную границу фотоэффекта не выше 1,1 мкм, то применение фотосопротивлений позволяет производить измерения в далекой инфракрасной области спектра (3÷4 мкм), а также в областях рентгеновского и гамма-излучений. Кроме того, они малогабаритны и имеют низкое напряжение питания. Недостаток фотосопротивлений — их заметная инерционность, поэтому они непригодны для регистрации быстропеременных световых потоков.

Фотоэлементы с вентильным фотоэффектом, называемые *вентильными фотоэлементами (фотоэлементами с запирающим слоем)*, обладая, подобно элементам с внешним фотоэффектом, строгой пропорциональностью фототока интенсивности излучения, имеют большую по сравнению с ними интегральную чувствительность (примерно 2—30 мА/лм) и не нуждаются во внешнем источнике э. д.с. К числу вентильных фотоэлементов относятся германиевые, кремниевые, селеновые, купроксные, сернисто-серебряные и др.

Кремниевые и другие вентильные фотоэлементы применяются для создания солнечных батарей, непосредственно преобразующих световую энергию в

электрическую. Эти батареи уже в течение многих лет работают на космических спутниках и кораблях. К.п.д. этих батарей составляет $\approx 10\%$ и, как показывают теоретические расчеты, может быть доведен до $\approx 22\%$, что открывает широкие перспективы их использования в качестве источников электроэнергии для бытовых и производственных нужд.

Рассмотренные виды фотоэффекта используются также в производстве для контроля, управления и автоматизации различных процессов, в военной технике для сигнализации и локации невидимым излучением, в технике звукового кино, в различных системах связи и т. д.

6.4. Эффект Комптона и его теория

Наиболее полно корпускулярные свойства света проявляются в эффекте Комптона. Американский физик А. Комптон, исследуя в 1923 г. рассеяние монохроматического рентгеновского излучения веществами с легкими атомами (парафин, бор), обнаружил, что в составе рассеянного излучения наряду с излучением первоначальной длины волны наблюдается также более длинноволновое излучение. Опыты показали, что разность $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ не зависит от длины волны λ падающего излучения и природы рассеивающего вещества, а определяется только углом рассеяния θ :

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2\lambda_C \sin^2(\theta/2), \quad (12)$$

где λ' – длина волны рассеянного излучения, λ_C – *комптоновская длина волны* (при рассеянии фотона на электроне $\lambda_C = 2,426$ пм).

Эффектом Комптона называется упругое рассеяние коротковолнового электромагнитного излучения (рентгеновского и γ -излучений) на свободных (или слабосвязанных) электронах вещества, сопровождающееся увеличением длины волны. Этот эффект не укладывается в рамки волновой теории, согласно которой длина волны при рассеянии изменяться не должна: под действием периодического

поля световой волны электрон колеблется с частотой поля и поэтому излучает рассеянные волны той же частоты.

Объяснение эффекта Комптона дано на основе квантовых представлений о природе света. Если считать, как это делает квантовая теория, что излучение имеет корпускулярную природу, т. е. представляет собой поток фотонов, то эффект Комптона – результат упругого столкновения рентгеновских фотонов со свободными электронами вещества (для легких атомов электроны слабо связаны с ядрами атомов, поэтому их можно считать свободными). В процессе этого столкновения фотон передает электрону часть своих энергии и импульса в соответствии с законами их сохранения.

Эффект Комптона наблюдается не только на электронах, но и на других заряженных частицах, например протонах.

Вопросы для закрепления материала на тему: «*Фотоэффект и эффект Комптона*»

1. Что называется тепловым излучением?
2. Запишите закон Кирхгофа.
3. Сформулируйте законы теплового излучения.
4. Что называется внешним фотоэффектом?
5. Сформулируйте законы внешнего фотоэффекта.
6. Укажите области применения фотоэффекта.
7. В чем сущность эффекта Комптона?

Практическая часть

Практическое занятие № 10 (2 часа)

Тема: «Фотоэффект и его виды».

Вопросы для подготовки к занятию:

1. Что называется внешним фотоэффектом?

2. Сформулировать законы внешнего фотоэффекта.
3. Записать уравнение Эйнштейна для внешнего фотоэффекта.
4. Что называется красной границей фотоэффекта?
5. Что называется работой выхода электрона из металла?
6. Какова сущность эффекта Комптона?
7. От чего зависит комптоновское смещение?
8. Записать формулы для определения массы, импульса, энергии фотона.
9. В чем заключается диалектическое единство корпускулярных и волновых свойств электромагнитного излучения?

Методические указания к решению типовых задач

При решении задач на фотоэффект необходимо помнить, что фотоэффект возможен, когда энергия падающего фотона больше или равна работе выхода электрона для данного металла. Работа выхода зависит только от вида металла и состояния его поверхности. В задачах на эффект Комптона для определения импульсов рассеянного фотона или электрона удобно воспользоваться треугольником импульсов. При вычислениях длины волны рассеянного фотона необходимо помнить, что часть рассеяния происходит без изменения длины волны. Это объясняется тем, что часть фотонов рассеивается не на внешних электронах, которые слабо связаны с ядром, а на внутренних, которые связаны с ядром атома. Это эквивалентно столкновению фотона не со свободным электроном, а с атомом. Поскольку масса атома в несколько тысяч раз больше массы электрона, то длина волны этих фотонов не изменяется.

Основные формулы

Формула Эйнштейна $h\nu = A + (m \cdot v_{\max}^2)/2$,

где $\varepsilon = h\nu$ – энергия фотона, падающего на поверхность металла; A – работа выхода электрона из металла; $(m \cdot v_{\max}^2)/2$ – максимальная кинетическая энергия фотоэлектрона.

Красная граница фотоэффекта $\nu_0 = A / h$ или $\lambda_0 = ch / A$,

где ν_0 – минимальная частота (λ_0 – максимальная длина волны), при которой еще возможен фотоэффект.

Условие наблюдения фотоэффекта $h\nu \geq A$.

Примеры решения задач

Задача 1. Фотон с энергией 10 эВ падает на серебряную пластину и вызывает фотоэффект. Определить импульс, полученный пластиной, если принять, что направления движения фотона и фотоэлектрона лежат на одной прямой, перпендикулярной поверхности пластин.

Дано:

$$\varepsilon = 10 \text{ эВ} = 16 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$$

$$m = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$$

$$A = 7,5 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$$

$$h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$$

$$c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$$

ρ – ?

Решение

Если предположить, что электрон вылетает навстречу падающему фотону, то по закону сохранения импульса

$$(h\nu)/c = -m\nu + \rho,$$

где $(h\nu)/c$ – импульс фотона, $m\nu$ – импульс электрона, ρ – импульс, полученный пластиной.

Импульс электрона найдем из уравнения Эйнштейна

$$h\nu = A_{\text{в}} + (m \cdot \nu_{\text{max}}^2)/2,$$

откуда

$$m\nu = \sqrt{2m(h\nu - A)}.$$

Импульс, полученный пластинкой

$$\rho = \frac{h\nu}{c} + \sqrt{2m(h\nu - A)};$$

$$\rho = \frac{16 \cdot 10^{-19}}{3 \cdot 10^8} + \sqrt{2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} (16 \cdot 10^{-19} - 7,5 \cdot 10^{-19})} = 1,25 \cdot 10^{-24} \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{с}}.$$

Ответ: $\rho = 1,25 \cdot 10^{-24} \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{с}}.$

Задача 2. Электроны, вылетевшие из некоторого металла при облучении его светом с длиной волны 600 нм, задерживаются напряжением $U = 0,69$ В. При уменьшении длины волны падающего света в два раза, скорость фотоэлектронов увеличивается в два раза. Определить из этих данных постоянную Планка.

Дано:

$$\lambda_1 = 600 \text{ нм} = 6 \cdot 10^{-7} \text{ м}$$

$$\lambda_2 = 300 \text{ нм} = 3 \cdot 10^{-7} \text{ м}$$

$$U = 0,69 \text{ В}$$

$$e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ К}$$

$$c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$$

$$v_2 = 2v_1$$

$$h = ?$$

Решение

Записываем уравнение Эйнштейна для двух случаев облучения металла

$$h \cdot c / \lambda_1 = A + (m \cdot v^2) / 2 ,$$

$$h \cdot c / \lambda_2 = A + (m \cdot (2v)^2) / 2 .$$

Так как металл неизвестен, исключаем из

этой системы работу выхода A электрона из металла.

$$hc = \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) = \frac{3m \cdot v^2}{2}, \text{ откуда}$$

$$h = \frac{3 \cdot m \cdot v^2 \cdot \lambda_1 \cdot \lambda_2}{2 \cdot (\lambda_1 - \lambda_2) \cdot c}.$$

Скорость v электрона определим из условия, что при облучении металла светом с длиной волны λ , фотоэлектроны задерживаются напряжением U , то есть

$$(m v^2) / 2 = e U, \text{ откуда } v^2 = (2eU) / m .$$

$$h = \frac{3 \cdot eU \cdot \lambda_1 \cdot \lambda_2}{(\lambda_1 - \lambda_2) \cdot c};$$

$$h = \frac{3 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 0,69 \cdot 600 \cdot 300 \cdot 10^{-18}}{(600 - 300) \cdot 10^{-9} \cdot 3 \cdot 10^8} = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ (Дж} \cdot \text{с)}.$$

Ответ: $h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ (Дж} \cdot \text{с)}.$

Задачи для самостоятельного решения

1. Фотон с энергией 10 эВ падает на серебряную пластину и вызывает фотоэффект. Определить импульс, полученный пластиной, если принять, что

направление движения фотона и фотоэлектрона лежат на одной прямой, перпендикулярной поверхности пластин.

2. На поверхность металла падает монохроматический свет с длиной волны $\lambda = 0,1$ мкм. Красная граница фотоэффекта $\lambda_0 = 0,3$ мкм. Какая доля энергии фотона расходуется на сообщение электрону кинетической энергии?
3. На металлическую пластину направлен пучок ультрафиолетового излучения ($\lambda = 0,25$ мкм). Фототок превращается при минимальной задерживающей разности потенциалов $U_{\min} = 0,96$ В. Определить работу выхода A электронов из металла.
4. Определить максимальную скорость фотоэлектрона, вырванного с поверхности металла γ -квантом с энергией $1,53$ МэВ.
5. Определите волны рентгеновского излучения, если при комптоновском рассеянии этого излучения под углом $\theta = 60^\circ$ длина волны рассеянного излучения оказалась равной 57 пм.
6. Фотон с энергией $0,3$ МэВ рассеялся под углом $\theta = 180^\circ$ на свободном электроне. Определите долю энергии фотона, приходящуюся на рассеянный фотон.
7. Фотон с энергией $0,25$ МэВ рассеялся под углом $\theta = 120^\circ$ на первоначально покоившемся электроне. Определите кинетическую энергию электрона отдачи.
8. Красной границе фотоэффекта для некоторого металла соответствует длина волны $\lambda = 0,275$ мкм. Определите работу выхода A электрона из этого металла.
9. Какова наименьшая частота света ν , при которой еще возможен фотоэффект, если работа выхода электронов из металла равна $A = 3,3 \cdot 10^{-19}$ Дж?
10. Какой кинетической энергией K обладают электроны, вырываемые с поверхности цезия при облучении ее светом частоты $\nu = 10^{15}$ Гц? Красная граница фотоэффекта для цезия равна $\nu = 5 \cdot 10^{14}$ Гц.

7. Давление света

В 1873 г. Максвелл, исходя из представлений об электромагнитной природе света, пришел к выводу: свет должен оказывать давление на препятствия.

Впервые гипотеза о световом давлении была высказана еще в 1619 г. немецким ученым И. Кеплером (1571-1630) для объяснения отклонения хвостов комет, пролетающих вблизи Солнца.

Предсказанное Максвеллом существование светового давления было экспериментально подтверждено Лебедевым, который в 1900 г. измерил давление света на твердые тела, используя чувствительные крутильные весы. Оно оказалось чрезвычайно малым, $4 \cdot 10^{-7}$ Па. Тем не менее световое давление сыграло большую роль в развитии физики, особенно такого его важного раздела, как теория электромагнитного поля.

Как объяснить возникновение светового давления с позиций квантовой теории света?

Свет — это поток фотонов, каждый из фотонов обладает импульсом:

$p = mc$. При поглощении веществом фотон перестает существовать, но импульс его, по закону сохранения импульса, не может совсем исчезнуть. Он передается телу, значит, на тело действует сила. Это верно, когда свет веществом поглощается. Свет еще может отражаться телами, а если тело прозрачно, то может проходить сквозь него. Что же наблюдается в реальных условиях? В реальных условиях свет частично отражается телом, частично поглощается, а если это, например, стекло, то свет проходит сквозь него. Но как будет обстоять дело, если поверхность зеркальная? Возникает ли световое давление в данном случае? Для простоты предположим, что свет падает перпендикулярно к поверхности зеркала.

Мы знаем, что при абсолютном ударе какого-либо тела о стенку она получает импульс, модуль которого равен удвоенному модулю импульса тела, то есть $2mv$.

Здесь будет то же самое. Отражаясь, фотон летит с той же скоростью, но в противоположном направлении. Значит, при отражении фотона от зеркала его импульс изменяется на $2mc$.

Такое же изменение импульса, но в противоположном направлении, получит зеркало. Сила давления света в случае отражения будет в 2 раза больше, чем в случае поглощения. Таким образом, световое давление в реальных условиях обусловлено как поглощением, так и отражением фотонов.

Световое давление принадлежит к числу тех оптических явлений, которые могут быть объяснены с позиций как квантовой теории света, так и волновой.

Как же объяснить световое давление на основе **волновой теории**?

Предположим, что световая волна падает на поверхность тела по нормали. Как будет направлена тогда сила светового давления? Тоже по нормали в сторону распространения света. Откуда это следует? Какова природа этой силы с точки зрения волновой теории? Все тела состоят из молекул, атомов, а атомы – из электронов, протонов и нейтронов.

На эти частицы при прохождении электромагнитной волны будут действовать силы со стороны электрического поля волны. Эта сила равна $F = qE$. На движущиеся в магнитном поле заряженные частицы будут действовать сила Лоренца. Сила Лоренца рассчитывается по формуле $F = qvB\sin\alpha$, а направление этой силы определяется по правилу левой руки.

Итак, электромагнитная волна может оказывать воздействие только на заряженные частицы. Световое давление объясняется действием световой волны на заряженные частицы, находящиеся в теле.

А сейчас постараемся выяснить, какие силы, электрические или магнитные, или те и другие, вызывают световое давление. Разберемся в этом с помощью рис. 7.1. Как мы знаем, вектор напряженности электрического поля и вектор магнитной индукции в электромагнитной волне взаимно перпендикулярны.

Рассмотрим в начале действие электромагнитной волны на положительный заряд. Какие силы будут действовать на заряд?

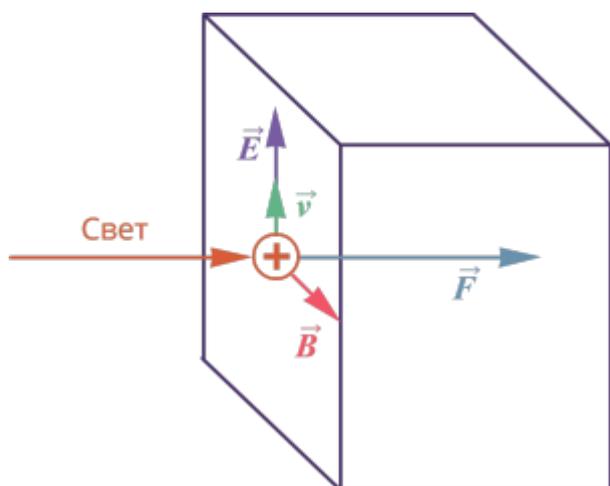


Рис. 7.1

Электрическая сила $F = qE$ будет действовать в сторону вектора напряженности электрического поля. Значит, в ту же сторону начнет смещаться заряд под действием электрической силы. Но эта сила не совпадает по направлению с силой светового давления. Так как заряд под действием электрической силы начнет двигаться, то на него будет действовать магнитное поле волны. Возникает сила Лоренца. Чтобы определить направление силы Лоренца, надо левую руку расположить так, чтобы вектор \vec{B} входил в ладонь, четыре вытянутых пальца были направлены в сторону движения частицы, тогда отставленный на 90 градусов большой палец покажет направление силы Лоренца. Значит, сила Лоренца направлена внутрь тела, а световое давление представляет собой сумму Лоренцовых сил, действующих на все положительные заряды, находящиеся в теле. Но в теле есть и отрицательные электроны (рис. 7.2.).

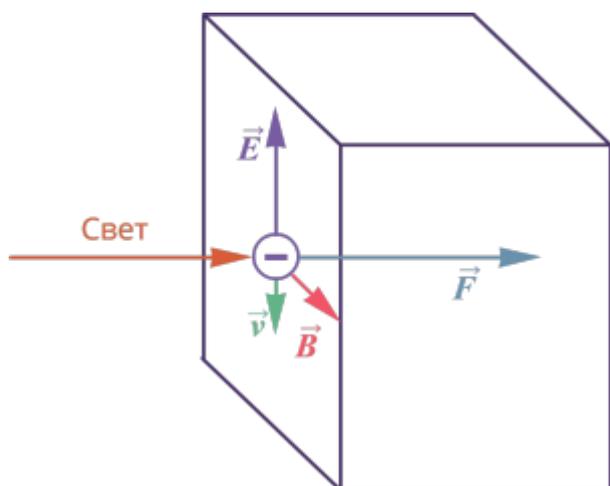


Рис.7.2

На них тоже действует сила Лоренца. Электроны должны двигаться против поля E , так как имеют отрицательный заряд, и, применяя правило левой руки, выясняем, что на электроны сила Лоренца будет действовать в ту же сторону, то есть внутрь тела. Эти силы Лоренца в совокупности и создают световое давление.

А теперь остановимся непосредственно на опытах Лебедева.

В экспериментальной установке Лебедева на тонкой упругой кварцевой нити было подвешено коромысло с крылышками на концах. Крылышки были сделаны из тонкой металлической фольги. Одно крылышко было покрыто слоем сажи. Крылышки облучались мощным источником света. При поглощении света черной поверхностью крылышко получит от волны импульс p . При отражении волны от блестящей поверхности крылышко получит от волны импульс $2p$. Поэтому световое давление на черное крылышко в 2 раза меньше, чем на блестящее. Это приводит к повороту крылышка и закручиванию упругой нити. Зная угол поворота коромысла, его длину, площадь крылышек и упругие свойства нити, Лебедев определил световое давление. Угол поворота коромысла определялся по отклонению светового луча. Однако Лебедев, проделывая данный опыт, столкнулся с побочными явлениями. В частности, наблюдался радиометрический эффект: под действием света крылышки нагреваются, при этом черное крыло нагревается сильнее блестящего. Так как температура черного крылышка выше температуры блестящего, то черное крылышко передает молекулам окружающего воздуха больший суммарный импульс, чем блестящее, и по закону сохранения

импульса само получает больший импульс противоположного направления. В результате возникает закручивающий момент примерно в 1000 раз больший закручивающего момента, обусловленного световым давлением. Чтобы устранить радиометрический эффект, Лебедев поместил прибор в сосуд с вакуумом и взял очень большой сосуд и очень тонкие крылышки.

Опыты Лебедева можно рассматривать как экспериментальное доказательство существования давления света и того, что фотоны обладают импульсом. Результаты, полученные Лебедевым в 1900 г., совпали со значением светового давления, полученным теоретически, и подтвердили расчеты Максвелла. Расчеты силы давления света на основе фотонной и электромагнитной теорий света дали одинаковые результаты.

Практическая часть

Практическое занятие № 11 (2 часа)

Тема: «Давление света»

Вопросы для подготовки к занятию:

1. Что называется давлением света?
2. Записать формулу Максвелла для давления света.
3. Опишите принцип работы прибора для измерения давления Лебедева.
4. Какова сущность радиометрического эффекта?
5. Почему давление света на черную поверхность меньше, чем на белую поверхность?
6. Одинаково ли будет давление света на поверхность, если длина волны падающего света будет изменяться?
7. Почему хвост кометы всегда направлен от Солнца, хотя между веществом и Солнцем существует гравитационное притяжение?

Методические указания к решению типовых задач

При решении задач на тему «Давление света» следует учитывать, что коэффициент отражения для зеркальных поверхностей = 1, а для черной поверхности = 0.

Основные формулы

Давление, производимое светом при нормальном падении

$$P = \frac{J}{c}(1 + \rho),$$

где J – интенсивность света (энергия, переносимая волной через единичную поперечную площадку в единицу времени);

ρ – коэффициент отражения; c – скорость света в вакууме.

Для абсолютно черной поверхности $\rho = 0$.

Для абсолютно белой поверхности $\rho = 1$.

$$J = \frac{N \cdot h\nu}{S}, \quad \text{где } N \text{ – число фотонов, падающих на поверхность площадью } S \text{ за}$$

единицу времени; ν – частота света.

Примеры решения задач

Задача 1. Спутник в форме шара движется вокруг Земли на такой высоте, что поглощением солнечного света в атмосфере можно пренебречь. Диаметр спутника 10 м. Считая, что поверхность спутника полностью отражает свет, определить силу давления солнечного света на спутник.

Дано:

$$d = 10 \text{ м}; \rho = 1$$

$$F = ?$$

Решение

Сила давления на поверхность спутника

$$F = P \cdot S/2,$$

где P – давление солнечного света на поверхность спутника,

S – площадь поверхности спутника, причем мы учли, что спутник повернут к солнцу только половиной поверхности.

Так как поверхность спутника полностью отражает свет, то $\rho = 1$ и давление света

$$P = (J/c) \cdot 2,$$

откуда сила давления $F = (J \cdot S)/c$.

Для расчета интенсивности солнечного света J воспользуемся результатом решения задачи № 15 из раздела «Тепловое излучение»: $J = E_0 = 1380 \text{ Вт/м}^2$.

$$F = \frac{1380 \cdot 4\pi \left(\frac{d}{2}\right)^2}{c}; \quad F = \frac{1380 \cdot 4 \cdot 3,14 \cdot 25}{3 \cdot 10^8} = 1,4 \text{ мН}.$$

Ответ: $F = 1,4 \text{ мН}$.

Задача 2. Параллельный пучок монохроматического света с длиной волны $\lambda = 0,663 \text{ мкм}$ падает на зачерненную поверхность и производит на нее давление $P = 0,3 \text{ мкПа}$. Определить концентрацию фотонов в световом пучке.

Дано:

$$\lambda = 0,663 \text{ мкм} = 6,63 \cdot 10^{-7} \text{ м}$$

$$P = 0,3 \text{ мкПа} = 3 \cdot 10^{-7} \text{ Па}$$

$$\rho = 0$$

$$n - ?$$

Решение

Давление света на зачеркнутую поверхность ($\rho=0$) равно $P=J/c$. По определению интенсивность излучения равна

$$J = \frac{h\nu \cdot N}{t \cdot S},$$

где N – общее число фотонов в пучке, t – время, S – площадь поверхности.

$$P = \frac{h\nu \cdot N}{c \cdot t \cdot S}.$$

Если принять, что свет распространяется в виде цилиндрического пучка, то $c \cdot t \cdot S$ – объем светового пучка, а N/V – концентрация фотонов, тогда

$$P = h\nu \cdot n = \frac{h \cdot c \cdot n}{\lambda}, \quad \text{откуда} \quad n = \frac{P\lambda}{hc}.$$

$$n = \frac{3 \cdot 10^{-7} \cdot 6,63 \cdot 10^{-7}}{6,63 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8} = 10^{12}.$$

Ответ: $n=10^{12}$.

Задачи для самостоятельного решения

1. Точечный изотропный источник испускает свет с длиной волны λ . Световая мощность источника P . Определите расстояние r от источника до точки, где средняя концентрация фотонов равна n .
2. Мощность точечного источника монохроматического света с длиной волны $\lambda = 500$ нм составляет $P_0 = 10$ Вт. На каком максимальном расстоянии R этот источник будет замечен человеком, если глаз реагирует на световой поток, соответствующий $n = 60$ фотонам в секунду? Диаметр зрачка $d_0 = 0,5$ см.
3. Лазер излучил короткий световой импульс продолжительностью $\tau = 0,13$ мкс с энергией $E = 10$ Дж. Определите среднее давление p , созданное таким импульсом, если его сфокусировать в пятно диаметром $d = 10$ мкм на поверхность, перпендикулярную пучку, с коэффициентом отражения $\rho = 0,5$.
4. Короткий импульс света с энергией $E = 7,5$ Дж в виде узкого почти параллельного пучка падает на зеркальную пластинку с коэффициентом отражения $\rho = 0,60$. Угол падения $\theta = 30^\circ$. Определите переданный пластинке импульс p .
5. Плоская световая волна интенсивностью $I = 0,20$ Вт/см² падает на плоскую зеркальную поверхность с коэффициентом отражения $\rho = 0,8$. Угол падения $\theta = 45^\circ$. Определите значение светового давления p , оказываемого светом на эту поверхность.
6. Солнечный свет падает на плоское зеркало площадью $S = 1$ м² под углом $\alpha = 60^\circ$. Определите силу F светового давления на зеркало, считая, что зеркало полностью отражает весь падающий на него свет ($\rho = 1$). Известно, что средняя мощность солнечного излучения, приходящаяся на 1 м² земной поверхности, равна $P = 1,4 \cdot 10^3$ Вт/м².
7. Найти длину волны рентгеновского излучения, если максимальная кинетическая энергия комптоновских электронов $T_{\text{макс}} = 0,19$ МэВ.
8. Фотон с энергией $h\omega = 0,15$ МэВ рассеялся на покоившемся свободном электроне, в результате чего его длина волны изменилась на $\Delta\lambda = 3,0$ пм. Найти угол, под которым вылетел комптоновский электрон.

9. Фотон с энергией, в $\eta = 2,0$ раза превышающей энергию покоя электрона, испытал лобовое столкновение с покоившимся свободным электроном. Найти радиус кривизны траектории электрона отдачи в магнитном поле $B = 0,12$ Т. Предполагается, что электрон отдачи движется перпендикулярно к направлению поля.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Андрущак, Е. А. Основы оптики : учебное пособие / Е. А. Андрущак, Е. Г. Сатеев. — Москва : РТУ МИРЭА, 2021. — 68 с. — Текст : электронный // Лань : электронно-библиотечная система. — URL: <https://e.lanbook.com/book/182581> (дата обращения: 01.03.2022). — Режим доступа: для авториз. пользователей.
2. Бодунов, Е. Н. Базовый курс физики: механика, молекулярная физика, электростатика, постоянный электрический ток, магнетизм, волновая оптика, элементы квантовой механики, атомной и ядерной физики : учебник / Е. Н. Бодунов. — Санкт-Петербург : ПГУПС, 2020. — 319 с. — ISBN 978-5-7641-1400-2. — Текст : электронный // Лань : электронно-библиотечная система. — URL: <https://e.lanbook.com/book/156026> (дата обращения: 01.03.2022). — Режим доступа: для авториз. пользователей.
3. Кузьмичева, В. А. Оптика: курс лекций : учебное пособие / В. А. Кузьмичева. — Москва : РУТ (МИИТ), 2020. — 81 с. — Текст : электронный // Лань : электронно-библиотечная система. — URL: <https://e.lanbook.com/book/188404> (дата обращения: 01.03.2022). — Режим доступа: для авториз. пользователей.
4. Можаров, Г. А. Основы физической оптики : учебное пособие для вузов / Г. А. Можаров. — Санкт-Петербург : Лань, 2021. — 196 с. — ISBN 978-5-8114-6874-4. — Текст : электронный // Лань : электронно-библиотечная система. — URL: <https://e.lanbook.com/book/169761> (дата обращения: 01.03.2022). — Режим доступа: для авториз. пользователей.
5. Семчуков, М. Н. Решение задач по прикладной оптике : учебное пособие / М. Н. Семчуков. — Москва : РТУ МИРЭА, 2020. — 108 с. — Текст : электронный // Лань : электронно-библиотечная система. — URL: <https://e.lanbook.com/book/167625> (дата обращения: 01.03.2022). — Режим доступа: для авториз. пользователей.
6. Чмерева, Т. М. Геометрическая и волновая оптика : учебное пособие / Т. М. Чмерева. — Оренбург : ОГУ, 2019. — 121 с. — ISBN 978-5-7410-2305-1. — Текст : электронный // Лань : электронно-библиотечная система. — URL: <https://e.lanbook.com/book/160007> (дата обращения: 01.03.2022). — Режим доступа: для авториз. пользователей.

ПРИЛОЖЕНИЯ

Приложение А

Основные физические постоянные (округленные значения)

Физическая постоянная	Обозначение	Числовые значения
Ускорение свободного падения	g	$9,81 \text{ м/с}^2$
Гравитационная постоянная	G	$6,67 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3/(\text{кг} \cdot \text{с}^2)$
Число Авогадро	N_A	$6,02 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$
Универсальная газовая постоянная	R	$8,31 \text{ Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К})$
Постоянная Больцмана		$1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$
Заряд электрона	k	$1,60 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$
Скорость света в вакууме	c	$3,00 \cdot 10^8 \text{ м/с}$
Постоянная закона Стефана-Больцмана	σ	$5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$
Постоянная закона смещения Вина	b'	$2,90 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$
Постоянная второго закона Вина	b''	$1,30 \cdot 10^{-5} \text{ Вт}/(\text{м}^3 \cdot \text{К}^5)$
Постоянная Планка	h	$6,63 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$
Постоянная Планка, делённая на 2π	\hbar	$1,05 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$
Постоянная Ридберга (для атома водорода 1H^1)	R	$1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$
Радиус первой боровской орбиты	r_1	
Комптоновская длина волны электрона	λ_C	$0,529 \cdot 10^{-10} \text{ м}$
Магнетон Бора	μ_B	$2,43 \cdot 10^{-12} \text{ м} (2,43 \text{ пм})$
Энергия ионизации атома водорода	E_i	$0,927 \cdot 10^{-23} \text{ А} \cdot \text{м}^2$
Атомная единица массы	а.е.м.	$2,18 \cdot 10^{-18} \text{ Дж} (13,6 \text{ эВ})$
Коэффициент пропорциональности между энергией и массой	c^2	$1,660 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
		$9,00 \cdot 10^{16} \text{ Дж/кг}$ (931 МэВ/а.е.м.)

Приложение Б

Некоторые астрономические величины

Наименование	Величина (среднее значение)
Радиус Земли	$6,37 \cdot 10^6 \text{ м}$
Масса Земли	$5,98 \cdot 10^{24} \text{ кг}$
Радиус Солнца	$6,95 \cdot 10^8 \text{ м}$
Масса Солнца	$1,98 \cdot 10^{30} \text{ кг}$
Радиус Луны	$1,74 \cdot 10^6 \text{ м}$
Масса Луны	$7,33 \cdot 10^{22} \text{ кг}$
Расстояние от центра Земли до центра Солнца	$1,49 \cdot 10^{11} \text{ м}$
Расстояние от центра Земли до центра Луны	$3,84 \cdot 10^8 \text{ м}$

Приложение В

Коэффициент поверхностного натяжения жидкостей

Жидкость	Коэффициент, мН/м	Жидкость	Коэффициент, мН/м
Вода	72	Ртуть	500
Мыльная вода	40	Спирт	22

Приложение Г

Эффективный диаметр молекул

Газ	Диаметр, м	Газ	Диаметр, м
Азот	$3,0 \cdot 10^{-10}$	Гелий	$1,9 \cdot 10^{-10}$
Водород	$2,3 \cdot 10^{-10}$	Кислород	$2,7 \cdot 10^{-10}$

Приложение Д

Диэлектрическая проницаемость

Вещество	Проницаемость	Вещество	Проницаемость
Парафин	2,0	Вода	81
Стекло	7,0	Масло трансформаторное	2,2

Приложение Е

Удельное сопротивление металлов

Металл	Удельное сопротивление, Ом·м	Металл	Удельное сопротивление, Ом·м
Железо	$9,8 \cdot 10^{-8}$	Медь	$1,7 \cdot 10^{-8}$
Нихром	$1,1 \cdot 10^{-6}$	Серебро	$1,6 \cdot 10^{-8}$

Приложение Ж

Энергия ионизации

Вещество	Дж	эВ
Водород	$2,18 \cdot 10^{-18}$	13,6

Гелий	$3,94 \cdot 10^{-18}$	24,6
Ртуть	$1,66 \cdot 10^{-18}$	10,4
Литий	$8,62 \cdot 10^{-17}$	5,39

Приложение 3

Подвижность ионов в газах, $\text{м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$

Газ	Положительные ионы	Отрицательные ионы
Азот	$1,27 \cdot 10^{-4}$	$1,81 \cdot 10^{-4}$
Водород	$5,4 \cdot 10^{-4}$	$7,4 \cdot 10^{-4}$
Воздух	$1,4 \cdot 10^{-4}$	$1,9 \cdot 10^{-4}$

Приложение И

Показатель преломления

Вещество	Показатель
Вода	1,33
Глицерин	1,47
Стекло	1,5
Алмаз	2,42

Приложение К

Работа выхода электронов

Металл	Дж	эВ
Калий	$3,5 \cdot 10^{-19}$	2,2
Литий	$3,7 \cdot 10^{-19}$	2,3
Платина	$10 \cdot 10^{-19}$	6,3
Рубидий	$3,4 \cdot 10^{-19}$	2,1
Серебро	$7,5 \cdot 10^{-19}$	4,7
Цезий	$3,2 \cdot 10^{-19}$	2,0
Цинк	$6,4 \cdot 10^{-19}$	4,0

Приложение Л

Массы атомов лёгких изотопов

Изотоп	Символ	Масса (а.е.м.)
Нейтрон	n^1	1,00867
Водород	${}_1\text{H}^1$	1,00783
	${}_1\text{H}^2$	2,01410

	${}^3_1\text{H}$	3,01605
Гелий	${}^3_2\text{He}$	3,01603
	${}^4_2\text{He}$	4,00260
Литий	${}^6_3\text{Li}$	6,01513
	${}^7_3\text{Li}$	7,01601
Бериллий	${}^7_4\text{Be}$	7,01693
	${}^9_4\text{Be}$	9,01219
Бор	${}^{10}_5\text{B}$	10,01294
	${}^{11}_5\text{B}$	11,00930
Углерод	${}^{12}_6\text{C}$	12,00000
	${}^{13}_6\text{C}$	13,00335
	${}^{14}_6\text{C}$	14,00324
Азот	${}^{14}_7\text{N}$	14,00307
Кислород	${}^{16}_8\text{O}$	15,99491
	${}^{17}_8\text{O}$	16,99913

Периоды полураспада радиоактивных изотопов

Изотоп	Символ	Период полураспада
Магний	${}^{27}_{12}\text{Mg}$	10 мин
Фосфор	${}^{32}_{15}\text{P}$	14,3 суток
Кобальт	${}^{60}_{27}\text{Co}$	5,3 года
Стронций	${}^{90}_{38}\text{Sr}$	27 лет
Йод	${}^{131}_{53}\text{I}$	8 суток
Церий	${}^{131}_{53}\text{I}$	285 суток
Радон	${}^{144}_{58}\text{Ce}$	3,8 суток
Радий	${}^{222}_{86}\text{Rn}$	1620 лет
Актиний	${}^{226}_{88}\text{Ra}$	10 суток
	${}^{225}_{89}\text{Ac}$	

Масса и энергия покоя некоторых частиц

Частица	m_0		E_0	
	кг	а.е.м.	Дж	МэВ
Электрон	$9,11 \cdot 10^{-31}$	0,00055	$8,16 \cdot 10^{-14}$	0,511
Протон	$1,672 \cdot 10^{-27}$	1,00728	$1,50 \cdot 10^{-10}$	938
Нейтрон	$1,675 \cdot 10^{-27}$	1,00867	$1,51 \cdot 10^{-10}$	939
Дейтрон	$3,35 \cdot 10^{-27}$	2,01355	$3,00 \cdot 10^{-10}$	1876
□ - частица	$6,64 \cdot 10^{-27}$	4,00149	$5,96 \cdot 10^{-10}$	3733
Нейтральный □ - мезон	$2,41 \cdot 10^{-28}$	0,14498	$2,16 \cdot 10^{-11}$	135

Приложение Н
Относительные атомные массы (атомные веса) **A**
и порядковые номера **Z** некоторых элементов

Элемент	Химический символ	A	Z
Азот	N	14	7
Алюминий	Al	27	13
Аргон	Ar	40	18
Водород	H	1	1
Вольфрам	W	184	74
Гелий	He	4	2
Железо	Fe	56	26
Золото	Au	197	79
Калий	K	39	19
Кальций	Ca	40	20
Кислород	O	16	8
Магний	Mg	24	12
Марганец	Mn	55	25
Медь	Cu	64	29
Молибден	Mo	96	42
Натрий	Na	23	11
Неон	Ne	20	10
Никель	Ni	59	28
Олово	Sn	119	50
Платина	Pt	195	78
Ртуть	Hg	201	80
Сера	S	32	16
Серебро	Ag	108	47
Уран	U	238	92
Углерод	C	12	6
Хлор	Cl	35	17

Внесистемные единицы

Наименование величины	Единица		
	Название	Обозначение	Соотношение с единицей СИ
<i>а) Допущенные к применению наравне с единицами СИ</i>			
Масса	тонна	т	$1 \text{ т} = 10^3 \text{ кг}$
Время	минута	мин	$1 \text{ мин} = 60 \text{ с}$
	час	ч	$1 \text{ ч} = 3600 \text{ с}$
	сутки	сут	$1 \text{ сут} = 86400 \text{ с}$
Плоский угол	градус	... °	$1^\circ = 1,75 \cdot 10^{-2} \text{ рад}$
	минута	... '	$1' = 2,91 \cdot 10^{-4} \text{ рад}$

	секунда	... "	$1'' = 4,85 \cdot 10^{-6}$ рад
Площадь	гектар	га	$1 \text{ га} = 10^4 \text{ м}^2$
Объём	литр	л	$1 \text{ л} = 10^{-3} \text{ м}^3$
Относительная величина	процент промилле миллионная доля	% ‰ млн ⁻¹	$1\% = 10^{-2}$ $1\text{‰} = 10^{-3}$ $1 \text{ млн}^{-1} = 10^{-6}$
Температура Цельсия	градус Цельсия	°С	$1^\circ\text{С} = 1 \text{ К}$
Логарифмическая величина	бел децибел	Б дБ	— —
<i>б) Допущенные к применению временно</i>			
Длина	ангстрем	А	$1 \text{ А} = 10^{-10} \text{ м}$
Масса	центнер	ц	$1 \text{ ц} = 100 \text{ кг}$
Частота вращения	оборот в секунду оборот в минуту	об/с об/мин	$1 \text{ об/с} = 1 \text{ с}^{-1}$ $1 \text{ об/мин} = 1/60 \text{ с}^{-1} = 0,0167 \text{ с}^{-1}$
Сила (вес)	килограмм-сила тонна-сила	кгс тс	$1 \text{ кгс} = 9,81 \text{ Н}$ $1 \text{ тс} = 9,81 \cdot 10^8 \text{ Н}$
Давление	килограмм-сила на квадратный сантиметр (техническая атмосфера) миллиметр водяного столба миллиметр ртутного столба бар	кгс/см ² (ат) мм вод.ст. мм рт.ст. бар	$1 \text{ кгс/см}^2 = 9,81 \cdot 10^4 \text{ Па}$ $1 \text{ мм вод.ст.} = 9,81 \text{ Па}$ $1 \text{ мм рт.ст.} = 133 \text{ Па}$ $1 \text{ бар} = 10^5 \text{ Па}$
Напряжение (механическое)	килограмм-сила на квадратный миллиметр	кгс/мм ²	$1 \text{ кгс/мм}^2 = 9,81 \cdot 10^6 \text{ Па}$
Мощность	лошадиная сила	л.с.	$1 \text{ л.с.} = 737 \text{ Вт}$
Теплота	калория	кал	$1 \text{ кал} = 4,19 \text{ Дж}$
Доза излучения	рад	рад	$1 \text{ рад} = 0,01 \text{ Дж/кг}$
Мощность дозы	рад в секунды	рад/с	$1 \text{ рад/с} = 0,01 \text{ Вт/кг}$

излучения			
Экспозиционная доза фотонного излучения	рентген	Р	$1 \text{ Р} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}$
Активность изотопа	кори	Ки	$1 \text{ Ки} = 3,700 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$
<i>в) Допущенные к применению в специальных разделах физики и астрономии</i>			
Длина	икс-единица астрономическая единица световой год парсек	Х а.е. св.год пк	$1 \text{ Х} = 1,00 \cdot 10^{-13}$ $1 \text{ а.е.} = 1,50 \cdot 10^{11} \text{ м}$ $1 \text{ св.год} = 9,46 \cdot 10^{15} \text{ м}$ $1 \text{ ПК} = 3,09 \cdot 10^{16} \text{ м}$
Масса	атомная единица массы	а.е.м.	$1 \text{ а.е.м.} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
Площадь	барн	б	$1 \text{ б} = 10^{-28} \text{ м}^2$
Энергия	электрон-вольт	эВ	$1 \text{ эВ} = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$

Кратные и дольные приставки

Приставка		Кратность и дольность приставок
Название	Обозначение	
тера-	Т	$1\,000\,000\,000\,000 = 10^{12}$
гига-	Г	$1\,000\,000\,000 = 10^9$
мега-	М	$1\,000\,000 = 10^6$
кило-	к	$1\,000 = 10^3$
гекто-	г	$100 = 10^2$
дека-	да	$10 = 10^1$
деци-	д	$0,1 = 10^{-1}$
санти-	с	$0,01 = 10^{-2}$
милли-	м	$0,001 = 10^{-3}$
микро-	мк	$0,000\,001 = 10^{-6}$
нано-	н	$0,000\,000\,001 = 10^{-9}$
пико-	п	$0,000\,000\,000\,001 = 10^{-12}$
фемто-	ф	$0,000\,000\,000\,000\,001 = 10^{-15}$
атто-	а	$0,000\,000\,000\,000\,000\,001 = 10^{-18}$

Учебное издание

Романцова Наталья Федоровна

Романцов Сергей Юрьевич

ОПТИКА

Редактор И.А. Вейсиг

Компьютерная верстка Н. Ф. Романцова

Библиотечно-издательский комплекс
Сибирского федерального университета

660041, Красноярск, пр. Свободный, 82а
Тел. (391) 206-26-67; <http://bik.sfu-kras.ru>
E-mail publishing_house@sfu-kras.ru

Подписано в печать 13.03.2022. Формат 60x84/16
Усл. печ. л 8,0. Тираж 100 экз. Заказ №