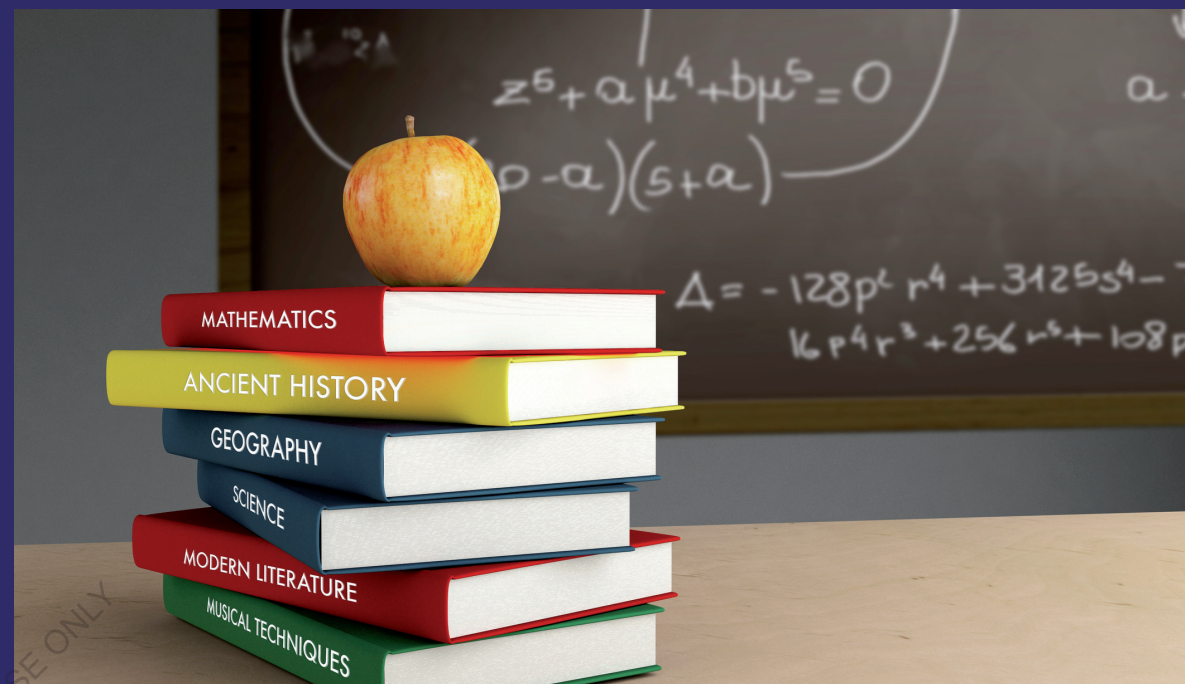


В учебном пособии рассматриваются волновые и квантовые свойства света, элементы квантовой механики, физика атомного ядра и элементарных частиц. Основное внимание уделено интерпретации фундаментальных законов природы, а также изучению различных физических явлений и фактов. Кроме того, рассмотрены примеры решения задач, даны вопросы для самопроверки. Представленный материал предназначен для успешного освоения общего курса физики и других физических дисциплин. Пособие соответствует программе курса физики для инженерных и физических направлений подготовки высших учебных заведений и ориентировано на освоение общепрофессиональных компетенций. Предназначено для межвузовского использования студентами очной, заочной и дистанционной форм обучения.

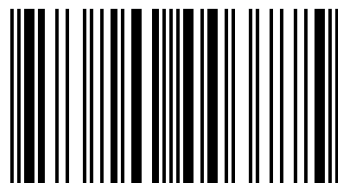
Оптика. Основы атомной и ядерной физики



Евгений Вржаш
Юлия Клибанова

Авторы: к.т.н., доцент Евгений Вржаш, к.ф.-м.н. Юлия Клибанова (Иркутский государственный аграрный университет им. А.А. Ежевского). Научные направления: общая физика, физика атмосферы и гидросферы. Выступления на научных конференциях и публикации в России, Германии, Англии, Люксембурге, Монголии, Польше, Чехии, Болгарии, Украине, Казахстане.

Курс физики: оптика, атом, атомное ядро, элементарные частицы



978-620-0-00377-5

Вржаш, Клибанова

LAP LAMBERT
Academic Publishing

**Евгений Вржац
Юлия Клибанова**

**Курс физики: оптика, атом, атомное ядро, элементарные
частицы**

FOR AUTHOR USE ONLY

FOR AUTHOR USE ONLY

**Евгений Вржач
Юлия Клибанова**

**Курс физики: оптика, атом, атомное
ядро, элементарные частицы**

FOR AUTHOR USE ONLY

LAP LAMBERT Academic Publishing RU

Imprint

Any brand names and product names mentioned in this book are subject to trademark, brand or patent protection and are trademarks or registered trademarks of their respective holders. The use of brand names, product names, common names, trade names, product descriptions etc. even without a particular marking in this work is in no way to be construed to mean that such names may be regarded as unrestricted in respect of trademark and brand protection legislation and could thus be used by anyone.

Cover image: www.ingimage.com

Publisher:

LAP LAMBERT Academic Publishing

is a trademark of

International Book Market Service Ltd., member of OmniScriptum Publishing Group

17 Meldrum Street, Beau Bassin 71504, Mauritius

Printed at: see last page

ISBN: 978-620-0-00377-5

Copyright © Евгений Вржаш, Юлия Клибанова

Copyright © 2019 International Book Market Service Ltd., member of
OmniScriptum Publishing Group

FOR AUTHOR USE ONLY

Евгений Вржаш, Юлия Клибанова

**КУРС ФИЗИКИ: ОПТИКА, АТОМ, АТОМНОЕ
ЯДРО, ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ**

Учебное пособие

FOR AUTHOR USE ONLY

2019

Евгений Вржаш, Юлия Клибанова

Курс физики: оптика, атом, атомное ядро, элементарные частицы.
Учебное пособие, 2019.–182 с., ил.

FOR AUTHOR USE ONLY

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	9
Часть I. ВОЛНОВАЯ ОПТИКА	11
1. Описание световых волн	11
1.1 Двойственная природа света	11
1.2 Электромагнитная природа света. Уравнение волны	13
2. Интерференция	16
2.1 Когерентные волны	16
2.2 Условия максимума и минимума при интерференции	18
2.3 Монохроматичность световых волн. Расчет интерференционной картины от двух когерентных источников	21
2.4 Интерференция света в тонких плёнках	23
2.5 Интерференционные полосы равной толщины. Кольца Ньютона	26
2.6 Практическое применение интерференции. Интерферометры	30
Примеры решения задач	33
Вопросы для самопроверки и самоподготовки	34
3. Дифракция света	35
3.1 Принцип Гюйгенса – Френеля	37
3.2 Метод зон Френеля. Прямолинейное распространение света	38
3.3 Дифракция сферических волн (дифракция Френеля)	40
3.3.1 Дифракция на круглом отверстии	40
3.3.2 Дифракция на диске	43
3.4 Дифракция плоских волн (дифракция Фраунгофера)	44

3.4.1	Дифракция на одной щели	44
3.4.2	Дифракция на дифракционной решетке	47
3.4.3	Дифракция на пространственной решетке.	
Формула Вульфа – Брэгга		50
Примеры решения задач		52
Вопросы для самопроверки и самоподготовки		53
4. Взаимодействие света с веществом		53
4.1	Дисперсия света	53
4.2	Поглощение (абсорбция) света	55
4.3	Эффект Доплера	57
Вопросы для самопроверки и самоподготовки		57
5. Поляризация света		57
5.1	Естественный и поляризованный свет	57
5.2	Закон Малюса	62
5.3	Поляризация света при отражении от диэлектрика.	
Закон Брюстера		64
5.4	Двойное лучепреломление. Одноосные кристаллы.	
Поляроиды и поляризационные призмы		66
Примеры решения задач		71
Вопросы для самопроверки и самоподготовки		71
Часть II. КВАНТОВАЯ ОПТИКА		73
6. Тепловое излучение		73
6.1	Излучательная и поглощательная способности тел.	
Абсолютно черное тело.		74
6.2	Закон Кирхгофа	76
6.3	Законы Стефана – Больцмана и Вина. Оптическая пирометрия	78
6.4	Квантовая гипотеза и формула Планка. Вывод из	
		82

формулы Планка законов Стефана – Больцмана и Вина	
Примеры решения задач	85
Вопросы для самопроверки и самоподготовки	86
7. Фотоэлектрический эффект	87
7.1 Внешний фотоэффект и его законы. Уравнение Эйнштейна	87
7.2 Применение фотоэффекта	91
7.3 Масса и импульс фотона.	93
7.4 Давление света. Опыты Лебедева. Волновое и квантовое объяснения давления света	93
7.5 Эффект Комптона	97
Примеры решения задач	100
Вопросы для самопроверки и самоподготовки	100
8. Основы квантовой механики	101
8.1 Двойственная корпускулярно – волновая природа света	102
8.2 Волновые свойства вещества. Формула де Бройля. Дифракция электронов	103
8.3 Соотношение неопределенностей. Границы применимости классической механики	107
8.4 Квантовая механика и ее основная величина – волновая функция	110
8.5 Уравнение Шрёдингера	113
Примеры решения задач	116
Вопросы для самопроверки и самоподготовки	116
9. Некоторые приложения квантовой механики	116
9.1 Свободная частица	116
9.2 Частица в одномерной прямоугольной потенциальной яме. Квантование энергии и импульса частицы	118

9.3	Линейный гармонический осциллятор	121
9.4	Прохождение частицы сквозь потенциальный барьер (туннельный эффект)	124
	Примеры решения задач	126
	Вопросы для самопроверки и самоподготовки	126
10.	Принцип соответствия Бора	127
 Часть III. ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ		 129
11.	Модели атомов	130
11.1	Ядерная модель атома. Дискретные уровни энергии	130
11.2	Опыт Франка и Герца	133
11.3	Энергетический спектр атома водорода	135
11.4	Модель атома водорода по Бору	137
11.5	Квантовые числа. Принципы Паули и минимума энергии. Строение многоэлектронных атомов	140
11.6	Индукированное излучение. Оптические квантовые генераторы (лазеры)	146
	Примеры решения задач	152
	Вопросы для самопроверки и самоподготовки	153
12.	Физика атомного ядра	154
12.1	Атомное ядро, его состав и основные характеристики	154
12.2	Энергия связи атомных ядер. Дефект массы	156
12.3	Естественная радиоактивность. α -, β -, γ – излучения. Закон радиоактивного распада	157
12.4	Ядерные реакции. Искусственная радиоактивность	161
12.5	Деление тяжелых ядер. Цепная реакция. Ядерный реактор	163
12.6	Термоядерные реакции	167

Примеры решения задач	169
Вопросы для самопроверки и самоподготовки	170
13. Физика элементарных частиц	170
13.1 Общие сведения об элементарных частицах	170
13.2 Виды взаимодействия элементарных частиц	171
13.3 Классификация и свойства частиц	172
13.4 Частицы и античастицы	174
13.5 Космическое излучение	175
Примеры решения задач	179
Вопросы для самопроверки	179
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	180
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	181

FOR AUTHOR USE ONLY

FOR AUTHOR USE ONLY

ВВЕДЕНИЕ

Первостепенная задача курса физики заключается в формировании у студентов представлений о современной целостной физической картине мира. В последние десятилетия научно-технический прогресс достиг невиданных масштабов. Такие высокие результаты в науке и технике были достигнуты благодаря фундаментальным физическим исследованиям. Совершенно очевидно, что быть успешным и востребованным в работе в современном мире смогут те выпускники вузов, которые в процессе обучения получили достаточно широкую и глубокую фундаментальную подготовку и навыки самостоятельной исследовательской деятельности.

Впервые понятие «физика» было описано в сочинениях одного из величайших мыслителей древности — Аристотеля (IV век до нашей эры). При этом термины «физика» и «философия» были единым понятием, включающим в себя стремление объяснить законы функционирования Вселенной. В результате научной революции XVI века «физика» стала самостоятельной научной областью, изучающей материю, её свойства и движение. Формирование классической физики основывалось на ньютоновской механистической модели Вселенной. Классическая физика рассматривала движение твердых тел в пустом трехмерном пространстве, описанном евклидовой геометрией. Это пространство всегда находится в состоянии покоя и не изменяется. Однако появление специальной теории относительности Эйнштейна и теории атома очень сильно изменило представление ньютоновской механики об абсолютном характере времени и пространства, о твердых элементарных частицах и о возможности объективного описания природы. Эти понятия не

находили применения в новых областях физики. Таким образом, стала формироваться современная физика, в которой квантовая теория доказывает ложность классических представлений о твердых телах и о строгом детерминизме природных законов. Сложились новые, квантово-полевые представления о материи, которые определяются, как корпускулярно-волновой дуализм.

Начиная с создания квантовой механики, быстрыми темпами развивается физика твердого тела, открытия которой привели к возникновению и развитию электроники, а с ней и прогрессивным технологиям в области информатики, робототехники.

Изучение основных понятий волновой и квантовой оптики, а также элементов физики атомного ядра и элементарных частиц способствует формированию научного мышления, в частности, правильного понимания границ применимости различных физических понятий и законов.

Часть I. ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

Оптика – раздел физики, рассматривающий явления, связанные с распространением электромагнитных волн видимого, инфракрасного и ультрафиолетового диапазонов спектра. Оптика описывает свойства света и объясняет связанные с ним явления.

Волновая оптика – раздел оптики, изучающий распространение света на основе его волновой природы, то есть рассматривает свет, как электромагнитные волны, обладающие всеми их свойствам. Волновая оптика изучает оптические явления, выходящие за рамки приближения геометрической оптики. К ним относятся дифракция, интерференция света, поляризационные эффекты, а также эффекты, связанные с распространением электромагнитных волн в нелинейных и анизотропных средах.

1. Описание световых волн

1.1 Двойственная природа света

Человечество примерно 85% информации получает при помощи зрения, и поэтому учение о свете, т.е. оптика, занимает особое место среди других разделов физики.

Первые научно обоснованные теории света возникли в XVII веке. Одна из них связана с именем английского физика и математика Исаака Ньютона и называлась корпускулярной (от слова «корпускула» - частица). Другая – с именем голландского ученого Христиана Гюйгенса и называлась волновой. Согласно теории Ньютона свет – это поток частиц, идущих от источника во все стороны. Согласно представлениям Гюйгенса свет – это поток волн, распространяющихся в особой гипотетической среде – эфире, заполняющим все пространство и проникающим внутрь всех тел.

Обе теории длительное время существовали параллельно. Ряд одних явлений хорошо объясняла корпускулярная теория, ряд других – волновая. Так, например, корпускулярная теория не могла объяснить, почему световые пучки, пересекаясь в пространстве, никак не действуют друг на друга. Ведь световые частицы должны сталкиваться и рассеиваться. Волновая же теория это легко объясняла. Волны, например, на поверхности воды свободно проходят друг сквозь друга, не оказывая взаимного влияния. Однако эта теория не могла объяснить, почему свет распространяется прямолинейно, образуя за предметами резкие, не размытые тени. Корпускулярная теория это легко объясняла.

Ньютон и Гюйгенс были современниками. Но авторитет Ньютона был в науке выше, чем Гюйгенса, и поэтому сторонников корпускулярной теории было значительно больше, чем волновой. Такая ситуация сохранялась до начала XIX века, когда были открыты явления дифракции и интерференции света. Эти явления присущи исключительно волновому движению. Поэтому казалось, что волновая теория одержала полную победу. Такая уверенность окрепла после того, как английский физик шотландского происхождения Джеймс Максвелл во второй половине XIX века показал, что свет есть частный случай электромагнитных волн. После экспериментального обнаружения электромагнитных волн немецким ученым Генрихом Герцем никаких сомнений в том, что при распространении свет ведет себя как электромагнитная волна, не осталось. Нет их и сейчас. Однако в начале XX века представления о свете начали коренным образом изменяться. Неожиданно выяснилось, что отвергнутая корпускулярная теория все же имеет отношение к действительности. Были обнаружены прерывистые, дискретные, или как говорят, квантовые свойства света. Возникла необычная ситуация: явления интерференции и дифракции по-прежнему можно объяснить, считая

свет волной, а явления излучения и поглощения света – потоком частиц. Эти два, казалось бы, несовместимых друг с другом представления о природе света, в 30–х годах XX века удалось непротиворечивым образом объединить в новой физической теории – квантовой электродинамике.

Таким образом, согласно современным представлениям свет имеет двойственную природу – волновую и квантовую (корпускулярную), т.е. свет представляет собой единство дискретности и непрерывности. Это специфическое свойство получило в физике и философии название корпускулярно-волнового дуализма. Согласно ему, наличие противоположных квантовых (корпускулярных) и волновых свойств присуще не только свету, но и всем микрочастицам в природе.

Поэтому обе теории света – волновая и квантовая (корпускулярная) – не исключают, а дополняют друг друга.

1.2 Электромагнитная природа света. Уравнение волны

Из курса электродинамики известно, что на основании уравнений Максвелла свет представляет собой короткую электромагнитную волну, распространяющейся в среде с конечной скоростью, которая может быть определена по формуле

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0}},$$

где ε, μ – соответственно диэлектрическая и магнитная проницаемость среды;

$\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – электрическая постоянная;

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная.

Например, скорость света в вакууме в точности равна 299 792 458 м/с (около 300 000 км в секунду или $3 \cdot 10^8$ м/с) и считается максимальной в природе.

Понятие «свет» охватывает широкий диапазон. В волновой оптике электромагнитное излучение, воспринимаемое человеческим глазом, называют видимым излучением, или оптическим диапазоном. Участок с длинами волн в вакууме 380—400 нм (750—790 ТГц) – коротковолновая границы спектрального диапазона, а участок с длинами волн в вакууме 760—780 нм (385—395 ТГц) – длинноволновая граница (Рис. 1).

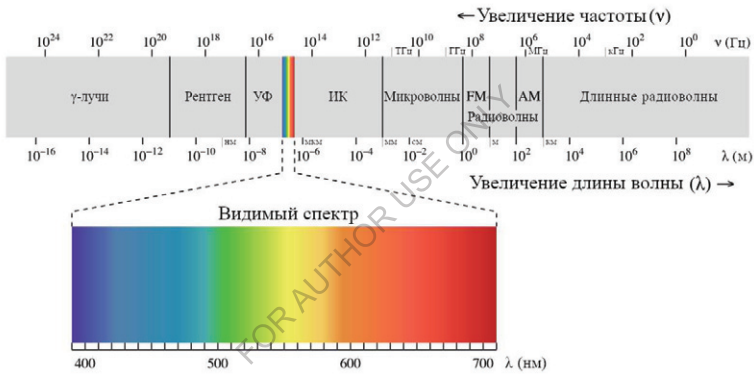


Рисунок 1 - Спектр света – часть спектра электромагнитного излучения

Так как свет является электромагнитной волной, то он может быть описан процессом, периодически изменяющимся во времени, т.е. гармоническим уравнением вида

$$x = A \sin(\omega t + \varphi_0),$$

где x – смещение; ω – циклическая частота колебаний; A – амплитуда; φ_0 – начальная фаза.

График волны представляет собой смещение всех частиц среды от расстояния до источника колебаний в данный момент времени (Рисунок 2).

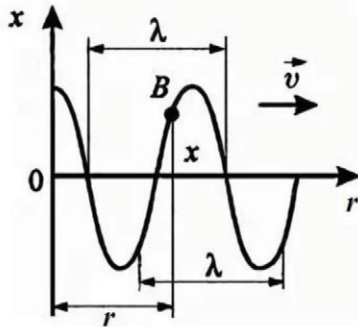


Рисунок 2 – График волны

Чтобы получить уравнение волны, рассмотрим некоторую частицу среды B , находящуюся на расстоянии r от начальной точки колебания O . Очевидно, что если частица O колеблется уже t секунд, то частица B колеблется только $(t - t_1)$ секунд, где t_1 – время распространения колебаний от O до B , т.е. время, за которое волны переместились на расстояние r .

Тогда, полагая для простоты, что начальная фаза $\varphi_0 = 0$, уравнение колебания частоты B следует записать в виде

$$x = A \sin \omega(t - t_1)$$

Если среда изотропна, то в ней колебания распространяются по всем направлениям с одинаковой скоростью v , и величина $t_1 = r/v$.

Тогда

$$x = A \sin \omega(t - r/v) \tag{1}$$

Уравнение (1) позволяет определить смещение любой точки волны в любой момент времени, а также может служить уравнением

волны. Но более распространенным является уравнение, в которое входит длина волны λ .

Длина волны – расстояние между ближайшими точками волны, находящимися в одинаковой фазе. Поэтому она может быть, определена из выражения

$$\lambda = v / \gamma,$$

где γ – частота колебаний.

Тогда, полагая, что $\omega = 2\pi\gamma$, получим:

$$\begin{aligned} x &= A \sin 2\pi\gamma(t - r/v) \\ &\text{или} \\ x &= A \sin(\omega t - 2\pi r / \lambda) \end{aligned} \quad (2)$$

Уравнение (2) представляет собой одну из наиболее распространенных записей уравнения световой волны.

2. Интерференция

2.1 Когерентные волны

Интерференцией называется явление, возникающее при наложении волн, имеющих постоянную разность колебаний, либо это перераспределение интенсивности света в результате наложения (суперпозиции) нескольких световых волн. Это явление характеризуется чередованием в пространстве максимумов и минимумов интенсивности света. Впервые это явление было независимо обнаружено Гримальди (для луча, прошедшего через два близких отверстия), Робертом Бойлем и Робертом Гуком.

Такие волны называются когерентными. Таким образом, интерференция – это сложение когерентных волн.

Например, два естественных источника света не являются когерентными, так как фаза колебаний у них быстро и беспорядочно меняется из-за огромного числа светящихся атомов, составляющих точечные источники света. Поэтому для получения когерентных источников прибегают обычно к искусственному приему, а именно как бы раздваивают свет, исходящий от одного источника при помощи дополнительных щелей или зеркал. На рисунке 3 изображена схема одного из таких способов (опыт Юнга – эксперимент, проведенный Томасом Юнгом и ставший экспериментальным доказательством волновой теории света).

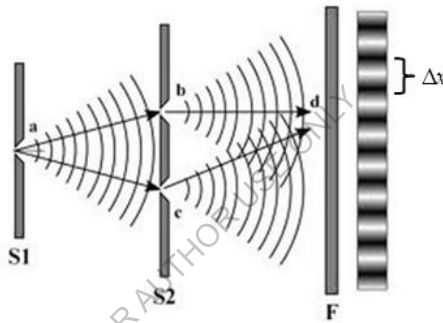


Рисунок 3 – Опыт Юнга.

Перед экраном S2 распространяется дополнительный экран S1 с одной щелью a. Щели на экране S2 играют роль как бы вторичных источников света b и c. А волны, исходящие из них, получены разбиением одного и того же волнового фронта, исходящего из a, и являются когерентными. В области их перекрывания получается интерференционная картина, внешний вид которой представляет собой равномерные светлые (максимумы) и темные (минимумы) полосы, не видимые человеческим глазом (рис.3).

2.2 Условия максимума и минимума при интерференции

Рассмотрим интерференцию двух волн одинаковой амплитуды, исходящих из когерентных источников S_1 и S_2 и встречающихся в точке B (рис.4).

Согласно уравнению волны смещения (1), вызванные в точке B первой и второй волнами, равны соответственно:

$$x_1 = A \sin(\omega t - 2\pi r_1 / \lambda) \quad (3)$$

$$x_2 = A \sin(\omega t - 2\pi r_2 / \lambda) \quad (4)$$

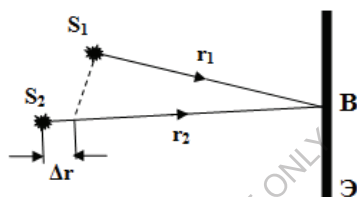


Рисунок 4 – интерференция двух волн

Заменяем для простоты $2\pi r_1 / \lambda$ и $2\pi r_2 / \lambda$ формулах (3) и (4) на значения соответственно φ_1 и φ_2

Тогда:

$$x_1 = A \sin(\omega t - \varphi_1)$$

$$x_2 = A \sin(\omega t - \varphi_2)$$

При сложении значений x_1 и x_2 необходимо воспользоваться формулой суммы синусов

$$x = x_1 + x_2 = 2A \sin\left(\omega t - \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}\right) \cos\left(\frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2}\right)$$

Полученное результирующее колебание является гармоническим, как и предыдущие уравнения, и амплитуда этого колебания равна

$$x_0 = 2A \cos\left(\frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2}\right)$$

Из курса гармонических колебаний известно, что энергия, следовательно, и интенсивность таких колебаний пропорциональны квадрату их амплитуд. Поэтому в нашем случае интенсивность результирующего колебания J , будет выражаться значением $J \sim x_0^2$, или

$$J = 4A^2 \cos^2\left(\frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2}\right) \quad (5)$$

Следовательно, в точке B на экране при сложении двух когерентных волн могут возникнуть два крайних случая: максимальное и минимальное усиление интенсивности света, так как косинус является периодической функцией.

Проанализируем эти случаи.

$$1) J = J_{\max}$$

Тогда в формуле (5) $\cos^2\left(\frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2}\right) = 1$ Отсюда $\cos\left(\frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2}\right) = \pm 1$

Заменяя фазы φ_1 и φ_2 через их первоначальные значения ($2\pi r_1 / \lambda$ и $2\pi r_2 / \lambda$ – см. выше), получим:

$$\cos \pi \frac{r_2 - r_1}{\lambda} = \pm 1$$

Из рисунка 5 видно, что $\Delta r = r_2 - r_1$. Эта величина называется *геометрической разностью хода* лучей.

Тогда

$$\cos \frac{\pi \Delta r}{\lambda} = \pm 1 \quad (6)$$

Формула (6) справедлива при значениях аргумента $\frac{\pi \Delta r}{\lambda} = 0, \pi, 2\pi, \dots, n\pi$, где $n = 0, 1, 2, \dots$

То есть

$$\frac{\pi \Delta r}{\lambda} = n\pi$$

или $J = J_{\max}$

при
$$\Delta r = n\lambda = 2n \frac{\lambda}{2} \quad (7)$$

Следовательно, при сложении двух когерентных волн колебания усилят друг друга, если в геометрической разности хода этих лучей уложится четное число полуволн.

2) $J = J_{\min}$

Тогда в формуле (5) $\cos^2\left(\frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2}\right) = 0$ Отсюда $\cos\left(\frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2}\right) = 0$

Заменяя фазы φ_1 и φ_2 через их первоначальные значения ($2\pi r_1 / \lambda$ и $2\pi r_2 / \lambda$ – см. выше), получим:

$$\cos 2\pi \frac{r_2 - r_1}{2\lambda} = \cos \pi \frac{r_2 - r_1}{\lambda} = 0$$

Тогда

$$\cos \frac{\pi \Delta r}{\lambda} = 0 \quad (8)$$

Формула (8) справедлива при значениях аргумента

$$\frac{\pi \Delta r}{\lambda} = \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}, \dots, (2n+1) \frac{\pi}{2}, \text{ где } n = 0, 1, 2, \dots$$

То есть,

$$\frac{\pi \Delta r}{\lambda} = (2n+1) \frac{\pi}{2}$$

или

$$J = J_{\min}$$

при
$$\Delta r = (2n+1) \frac{\lambda}{2} \quad (9)$$

Следовательно, *при сложении двух когерентных волн колебания ослабят друг друга, если в геометрической разности хода этих лучей уложится нечетное число полуволн.*

Таким образом, интерференционная картина представляет собой чередование областей усиления колебаний (максимумы) и областей, где колебания отсутствуют (минимумы).

При этом энергия результирующего колебания равна нулю, т.е. при интерференции происходит перераспределение энергии в пространстве, что является характерной чертой волновых процессов. При суммировании потоков корпускул такого перераспределения бы не наблюдалось.

2.3 *Монохроматичность световых волн. Расчет интерференционной картины от двух когерентных источников*

Свет, который видит человек, представляет собой поперечную электромагнитную волну, имеющую диапазон длин волн от 0,40 до 0,76 мкм. Видимый свет является многоцветным, или немонахроматическим (в переводе «монахроматический» означает одноцветный). Если же создать какие-нибудь условия (фильтрами или другими способами), при которых выделяется излучение одной длины волны, т.е. одного цвета, то такое излучение называется монохроматическим.

Итак, *монахроматический свет* – это свет одной определенной длины волны, а немонахроматический – набора длин волн. В реальных условиях наблюдается немонахроматическое излучение.

Например, монохроматический свет можно получить с помощью призматических систем для выделения потока излучения с заданной степенью монохроматичности или с помощью лазеров, излучение которых не только высокомонахроматично, но и когерентно. Также с помощью монахроматоров, которые

представляют собой спектральные оптико-механические приборы, предназначенные для выделения монохроматического излучения. Их принцип работы основан на дисперсии света.

Выясним, как будет выглядеть интерференционная картина, создаваемая на экране двумя когерентными источниками монохроматического света (рис.6).

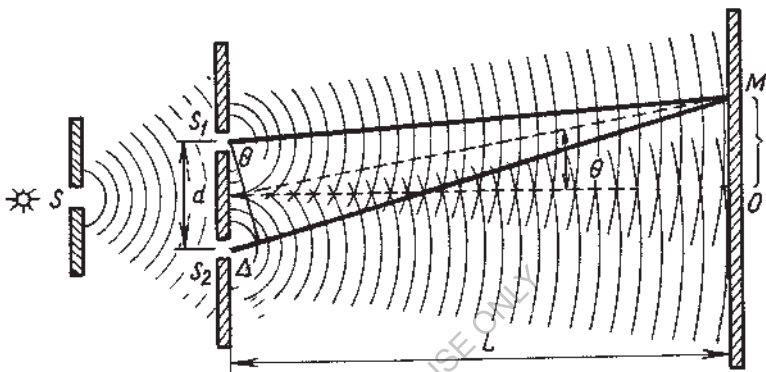


Рисунок 5 – интерференционная картина, создаваемая на экране двумя когерентными источниками монохроматического света

Пусть расстояние между этими источниками d , расстояние от источников до экрана L , при чем $d \ll L$. Рассмотрим произвольную точку M на экране, расположенную на расстоянии x от центра экрана. Интенсивность интерференционной картины в точке M определяется величиной геометрической разностью хода лучей Δr .

Найдем значение величины x и определим, при каких условиях в точке M будет, например, максимум интенсивности света.

Из рисунка 6 следует, что $\Delta r = d \sin \Theta$ и $x = L \operatorname{tg} \Theta$. В нашем случае $\operatorname{tg} \Theta \approx \sin \Theta$. Следовательно, $x = L \sin \Theta$ и $\frac{\Delta r}{x} = \frac{d}{L}$. Максимум

интенсивности света в точке M будет при условии (6). Значит, $x = \frac{n\lambda L}{d}$

. Тогда расстояние между двумя соседними интерференционными максимумами (ширина интерференционной полосы на рисунке 3) определяется выражением

$$\Delta x = \frac{\lambda L}{d} \quad (10)$$

В формуле (10) $\Delta x \approx \frac{\lambda L}{d}$. Значит, для получения четкой интерференционной картины нужно использовать источники, как можно ближе расположенные друг к другу.

Оценим количественно эти величины. Взяв в диапазоне видимого света $\lambda = 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ и полагая, что человек визуально может различать полосу $\Delta x \approx 0,5 \text{ мм}$, получим из формулы (10) $\frac{L}{d} = \frac{\Delta x}{\lambda} = \frac{0,5 \cdot 10^{-3}}{5 \cdot 10^{-7}} = 1000$. Поэтому, если расстояние от источников до экрана $L = 5 \text{ м}$, то d составит 5 мм .

2.4 Интерференция света в тонких пленках

Интерференцию света можно наблюдать не только в лабораторных условиях при использовании специальных оптических установок, но и непосредственно в природе. Каждому неоднократно приходилось наблюдать радужную окраску мыльных пленок, тонких пленок нефти или масла, плавающих на поверхности воды. Все эти явления обусловлены интерференцией света в тонких прозрачных пленках, которая возникает в результате наложения когерентных волн, отражающихся от верхней и нижней поверхностей пленки.

Для ознакомления с этим явлением рассмотрим плоскопараллельную прозрачную пленку с показателем преломления n и толщиной d , на которую падает монохроматический свет. Будем полагать, что по обе стороны от пленки находится одна и та же среда, например, воздух (рис.6).

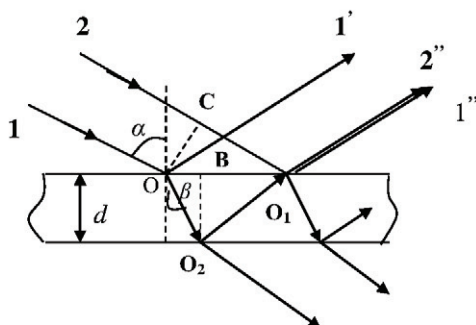


Рисунок 6 – интерференция света в тонких пленках

Направленное распространение отраженной и преломленной волн изображено лучами $1'$ и OO_2 . Преломленная волна, достигнув нижней поверхности пленки, также частично отражается, частично преломляется. То же самое происходит на верхней поверхности пленки с волной, распространяющейся вдоль луча O_2O_1 . Причем преломленная волна (луч $1''$) накладывается на волну, непосредственно отраженную от верхней поверхности (луч $2'$). Эти две волны, обусловленные отражением от верхней и нижней поверхностей пленки, когерентны между собой. Результат их интерференции зависит от разности фаз, приобретенной ими в пленке, а стало быть, и от разности хода лучей.

Найдем разность хода лучей 1 и 2. Согласно рисунку 6 геометрическая разность хода этих лучей равна $\Delta r = (OO_2 + O_2O_1) - O_1C$. Но разность хода зависит также от показателя преломления воздуха и пленки и условий прохождения света из одной среды в другую. То есть в нашем случае разность хода лучей с учетом этих условий будет равна

$$\Delta l = (OO_2 + O_2O_1)n - O_1C - \frac{\lambda}{2} \quad (11)$$

Будем называть эту разность оптической разностью хода лучей.

В формуле (11) полагается показатель преломления воздуха равным единице, а потеря полуволны $\frac{\lambda}{2}$ возникает из-за отражения световых волн от оптически более плотной среды, в результате чего разность фаз волн изменяется на π .

$$\text{Так как } OO_2 = O_2O_1, \text{ то } \Delta l = 2nO_2O_1 - O_1C - \frac{\lambda}{2}$$

Из ΔO_2O_1B следует, что $O_2O_1 = \frac{d}{\cos \beta}$, а из ΔOCO_1 $\sin \alpha = O_1C/OO_1$. Отсюда $O_1C = OO_1 \sin \alpha = 2dtg\beta \sin \alpha$, т.к. $OO_1 = 2OB = 2tg\beta$.

Тогда

$$\Delta l = \frac{2dn}{\cos \beta} - 2dtg\beta \sin \alpha - \frac{\lambda}{2} = \frac{2d}{\cos \beta} (n - \sin \alpha \sin \beta) - \frac{\lambda}{2}$$

По закону преломления света $\sin \alpha = n \sin \beta$

Тогда

$$\Delta l = \frac{2d}{\cos \beta} (n - n \sin^2 \beta) - \frac{\lambda}{2} = 2dn \cos \beta - \frac{\lambda}{2} \quad (12)$$

Применив к формуле (12) условия максимума и минимума для интерференции, получим:

$$2dn \cos \beta - \frac{\lambda}{2} = 2k \frac{\lambda}{2} - \max \text{ (максимум)} \quad (13)$$

$$2dn \cos \beta - \frac{\lambda}{2} = (2k + 1) \frac{\lambda}{2} - \min \text{ (минимум)} \quad (14)$$

где $k = 0, 1, 2, \dots$

Формулы (13) и (14) справедливы для интерференции света от тонкой пленки в *отраженном свете*.

На основании закона сохранения энергии можно утверждать, что в *проходящем свете* эти условия поменяются местами, т.е. примут вид:

$$2dn \cos \beta - \frac{\lambda}{2} = (2k + 1) \frac{\lambda}{2} \cdot \max \text{ (максимум)} \quad (15)$$

$$2dn \cos \beta - \frac{\lambda}{2} = 2k \frac{\lambda}{2} \cdot \min \text{ (минимум)} \quad (16)$$

Эти результаты справедливы для любых точек поверхности пленки. Поэтому глазу человека, смотрящего на поверхность пленки, вся ее поверхность представляется либо ярко освещенной (в случае максимума), либо темной (в случае минимума). Таким образом, изменяя угол падения луча, можно видеть пленку попеременно то светлой, то темной.

Возникает вопрос: почему же тогда масляные пленки на луже кажутся цветными? Это объясняется тем, что пленка не является идеальной по толщине. Отраженные от верхней и нижней поверхностей пленки лучи не будут параллельными, что и приводит к изменению цвета.

Интерференцию монохроматического света можно наблюдать на пленках толщиной несколько миллиметров, тогда как для немонохроматического излучения необходимы очень тонкие пленки – толщиной до десятка микрон.

2.5 Интерференционные полосы равной толщины.

Кольца Ньютона

Интерференционную картину полос равной толщины можно наблюдать от воздушной прослойки, образованной плоскопараллельной пластинкой и соприкасающейся с ней плосковыпуклой линзой (рис. 7).

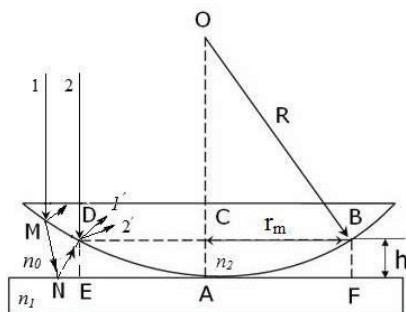


Рисунок 7 – плоскопараллельная пластинка и соприкасающееся с ней плосковыпуклая линза

В этом случае геометрическим местом точек одинаковой толщины является окружность, и поэтому соответствующие полосы равной толщины будут иметь вид концентрических окружностей с центром в точке соприкосновения линзы с плоскопараллельной пластинкой. В отраженном свете в центре интерференционной картины будет наблюдаться минимум. Это объясняется тем, что в месте соприкосновения линзы с пластинкой в точке A образуется крайне тонкий воздушный зазор (толщина его намного меньше длины волны), приводящий к потере полуволны.

Подобные полосы впервые наблюдались Гуком. Однако вследствие того, что они были подробно исследованы Ньютоном, их называют *кольцами Ньютона*. Схема, с помощью которой наблюдаются кольца Ньютона, представлена на рисунке 7. Роль пластинки переменной толщины играет воздушная прослойка между линзой и плоскопараллельной пластинкой. Границы этой «пластинки» определяются снизу верхней поверхностью плоскопараллельной пластинки, сверху – нижней поверхностью линзы.

Параллельный пучок света, выделенный из точечного источника, расположенного в фокусе линзы, направляется на систему линза – плоскопараллельная пластинка. Некоторый луч 1 этого пучка

после отражения от нижней поверхности воздушной прослойки выходит из точки D . В эту же точку падает другой луч 2, который частично отражается. Лучи 1' и 2' являются когерентными и при наложении интерферируют между собой.

Так как подобная интерференционная картина наблюдается с помощью отраженных лучей, то ее называют интерференционной картиной в отраженном свете. Аналогичную картину можно наблюдать в прошедшем свете.

Установим разности хода для интерферирующих лучей и радиусы для максимумов и минимумов в кольцах Ньютона.

Высоту в точке D (рис.7), откуда выходят лучи 1' и 2', обозначим через h , т.е. $DE=h$. Пусть коэффициенты преломления пластинки, линзы и прослойки между ними соответственно будут n_1 , n_2 , n_0 . Разность хода для лучей 1' и 2' будет

$$\Delta d = 2hn_0 \cos \beta \pm \frac{\lambda}{2}$$

где β – угол преломления света.

Знак перед $\lambda/2$ определяется взаимными соотношениями n_1 , n_2 , n_0 , т.е. зависит от того, где (в точке N или в точке D) происходит потеря полуволны. В частности, если линза и пластинка изготовлены из стекла, а прослойка между ними воздушная, т.е. $n_1 = n_2 > n_0$, то $\lambda/2$ входит в уравнение со знаком плюс (так как потеря полуволны происходит на нижней границе воздушной прослойки). При нормальном падении луча $\cos \beta = 1$. Считая $n_0 = 1$, получим

$$\Delta d = 2h + \frac{\lambda}{2}$$

При интерференции в прошедшем свете потери полуволны волны не происходит и разность хода между интерферирующими лучами будет равна

$$\Delta d = 2h$$

При определении радиусов колец Ньютона положим, что высота $DE = h$ соответствует максимуму m -го порядка, т.е.

$$2h_m \pm \frac{\lambda}{2} = k\lambda \quad (17)$$

где $k = 1, 2, 3, \dots$ и $DE = BF = h_m$. Тогда радиус для максимума k -го порядка будет $AE = BF = r_m$. Исходя из формулы (17) и треугольника OCB , можно определить r_m :

$$(OB)^2 = (OC)^2 + (BC)^2, \quad R^2 = (R - h_m)^2 + r_m^2,$$

где R – радиус кривизны линзы. Считая, что $h_m \ll R$, имеем

$$r_m = 2Rh_m \quad (18)$$

Подставляя выражение h_m из (17) в (18), получим *радиусы для максимумов*

$$r_m = \sqrt{R\lambda(k - 1/2)} \quad (19)$$

Минимумы наблюдаются, если $2h + \lambda/2 = (2k + 1)\lambda/2$

Следовательно, *радиусы для минимумов* определяются как

$$r_m = \sqrt{R\lambda k} \quad (20)$$

Следовательно, интерференционные картины в отраженном и прошедшем свете взаимно дополняют друг друга (рис. 8).

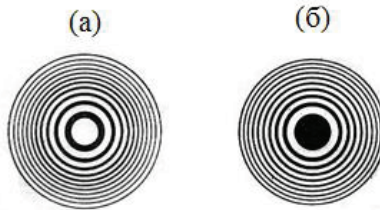


Рисунок 8 – Интерференционная картина в отраженном (а) и прошедшем (б) свете.

2.6 Практическое применение интерференции. Интерферометры

Интерференцию света применяют в основном в измерительных целях, а также в технических. Суть измерений заключается в расшифровке интерференционной картины, которую можно наблюдать как непосредственно (например, при сравнении эталона с поверяемым образцом путем их притирки), так и с помощью специальных оптических устройств - интерферометров, в которых предусмотрены средства для точных измерений параметров этих картин. Интерферометры относят к числу наиболее точных приборов, поскольку рабочей мерой в них является длина волны, а современные оптико-электронные и цифровые устройства позволяют измерять смещения полос с точностью до сотых долей длины волны.

Формы интерференционной картины, положения максимумов и минимумов зависят от толщины и формы пластин, от угла между их поверхностями, от состояния поверхности и т.д.

Следовательно, изучая форму и положение интерференционных полос, можно судить о свойствах исследуемой пластинки. Поэтому интерференционные явления могут быть применимы для исследования физических параметров различных тел.

Интерферометры позволяет точно измерять длину и углы твердых тел (интерферометр Майкельсона), показатель преломления прозрачных сред (интерферометр Жамена), контролировать состояние полированных и шлифованных поверхностей тел (интерферометр Линника) и решать другие физические и технические задачи.

Рассмотрим, например, принцип работы и устройство интерферометра Майкельсона (рис.9).

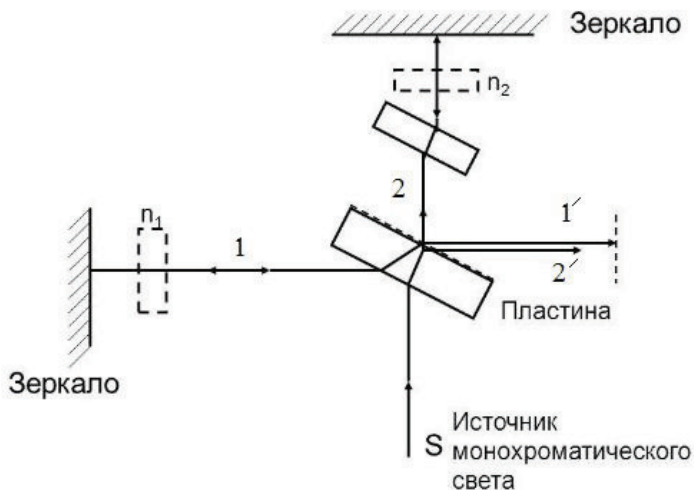


Рисунок 9 – интерферометр Майкельсона

Этот прибор состоит из двух плоских зеркал и двух параллельных пластин. Вертикальный луч монохроматического света от источника S падает под углом 45° на плоскопараллельную стеклянную пластинку, задняя часть которой покрыта тонким полупрозрачным слоем серебра.

Часть света отражается от этого слоя (горизонтальный луч 1), а часть проходит сквозь него (вертикальный луч 2). Луч 1 отражается от плоского вертикального зеркала и частично проходит сквозь пластинку, покрытую серебром (луч 1'). Луч 2 отражается от плоского горизонтального зеркала и возвращается к пластинке, дважды проходя сквозь ещё одну стеклянную пластинку, которая не покрыта серебром. Этот луч частично отражается от посеребренной поверхности пластинки (луч 2'). Лучи 1' и 2' когерентны, и поэтому они интерferируют. По изменению интерференционной картины

можно судить об изменениях размеров какого-либо тела. Точность измерений – до 10^{-10} м.

Интерферометр Линника позволяет выявлять и измерять микроскопические неровности поверхности, а, следовательно, контролировать качество шлифовки и полировки материалов. Он представляет собой комбинацию интерферометра и микроскопа (рис. 10 а, б). Свет от источника S падает на разделяющий кубик, склеенный из двух призмочек. Гипотенузная грань одной из призмочек посеребрена и выполняет роль полупрозрачного зеркала. Прошедший от S пучок света попадает на зеркало Z, отражается обратно к кубику и, отразившись от

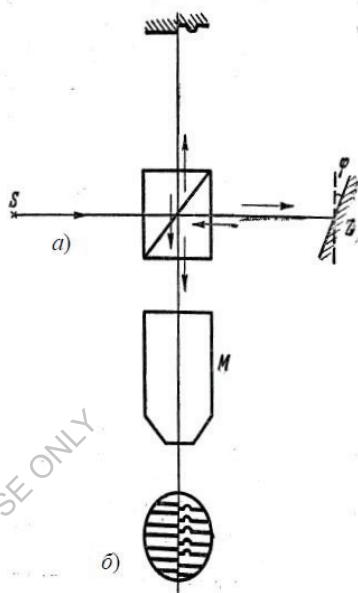


Рисунок 10 – интерферометр Линника

полупрозрачной грани, идёт в микроскоп М. Второй луч, отразившись от полупрозрачной грани, падает на исследуемую поверхность и, отразившись от неё, проходит через кубик в микроскоп М, интерферируя с первым лучом. Если на испытуемой поверхности есть неровности, то они изменяют ход второго луча и интерференционные полосы сдвигаются, как показано в средней и правой нижней части рисунка 10 б. В случае гладкой поверхности исследуемой поверхности интерференционные полосы будут прямолинейными (рис.10 б). Если же на поверхности имеется какая-либо неровность, например борозда, то для лучей, отражающихся от

этой борозды, разность хода лучей изменится, что приведет к смещению (изгибу) интерференционных полос в области, соответствующей борозде (рис.10 б). Изгибы интерференционных полос как бы обрисуют контур борозды. Размер изгиба Δ , измеряемый посредством окулярной шкалы микроскопа, пропорционален глубине борозды, поэтому по численному значению Δ можно определять глубину борозды. Если неровностью является не борозда, а гребень, то изгибы интерференционных полос будут направлены в противоположную сторону.

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

ПРИМЕРЫ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ

Пример 1 Расстояние между щелями в опыте Юнга $t = 0,5$ мм и $\lambda = 550$ нм. Каково расстояние от щелей до экрана, если расстояние между соседними темными полосами на нем равно 1 мм?

Решение: Воспользуемся формулой, определяющей расстояние между

соседними темными полосами:
$$\Delta x = \frac{\lambda L}{d}$$

Выразим искомую величину L , получим

$$L = \frac{d\Delta x}{\lambda} = \frac{0,5 \cdot 10^{-3} \cdot 1 \cdot 10^{-3}}{550 \cdot 10^{-9}} = 0,9 \text{ м}$$

Ответ: Расстояние от щелей до экрана 0,9 м

Пример 2. Два когерентных источника S_1 и S_2 с длиной волны 0,5 мкм находится на расстоянии 2 мм друг от друга. Параллельно линии, соединяющей источники, расположен экран на расстоянии 2 м от них. Что будет наблюдаться в точке A экрана, свет или темнота?

Решение: В точке A экрана будет свет, если разность хода двух лучей, исходящих из источников S_1 и S_2 , целому числу длин волн, и темнота,

если эта разность хода равна нечетному числу полуволн. Вычислим разность хода Δ

$$\begin{aligned} \Delta S_2 A - S_1 A \\ S_2 A = \sqrt{l^2 + d^2}, S_1 A = l \\ \text{Следовательно,} \\ \Delta = \sqrt{l^2 + d^2} - l = l \sqrt{1 + \left(\frac{d}{l}\right)^2} - l \end{aligned}$$

Поскольку $\frac{d}{l} \ll 1$, то, используя формулу приближенного вычисления,

получим

$$\Delta \approx l \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{d}{l}\right)^2 \right] - l = \frac{d^2}{2l}$$

$$\Delta \approx \frac{(2 \cdot 10^{-3})^2}{2 \cdot 2} = 10^{-6} \text{ м}$$

Сравнивая значения Δ и λ , видим, что разность хода Δ равна целому числу длин (двум), следовательно, в точке A экрана будет свет.

ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОПРОВЕРКИ И САМОПОДГОТОВКИ

1. Какое явление называют интерференцией света?
2. Что понимается под терминами когерентное и монохроматическое излучение?
3. Что такое: оптическая длина пути, оптическая разность хода?
4. Каковы условия максимума и минимума для интерференции при сложении двух когерентных волн?
5. Каковы особенности интерференции света в тонких пленках в отраженном и проходящем свете?
6. Приведите примеры практического использования интерференции света.
7. Чем отличается микроинтерферометр Линника от интерферометра Майкельсона?

3. Дифракция

Основы теории дифракции были заложены при изучении дифракции света в первой половине XIX века в трудах Юнга и Френеля. Дифракция неразрывно связана с явлением интерференции. Явление дифракции иногда интерпретируют как случай интерференции ограниченных в пространстве волн (интерференция вторичных волн).

Дифракция волн (от лат. *diffractus* –разломанный, переломанный, огибание) это явление, в которое проявляет себя как отклонение от законов геометрической оптики при распространении волн.

Рассмотрим пример. Если между экраном и освещающим его источником света на расстоянии L поместить другой экран с отверстием диаметром d , то на экране появится светлое пятно, ограниченное тенью (рис.11).

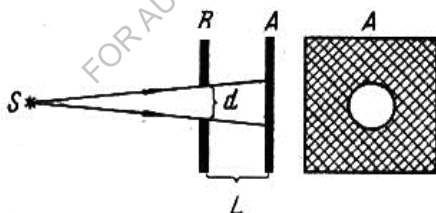


Рисунок 11 – Явление дифракции света

Границу тени можно найти геометрическим путем, полагая, что свет распространяется прямолинейно, т.е. световые лучи являются прямыми линиями. Но это положение будет справедливо только при $d \sim L$ и d незначительно меньше, чем L ($d < L$). Если значительно сузить щель или отверстие на экране R , т.е. обеспечить условие $d \ll L$, то на

экране А края пятна становятся размытыми, нечеткими, а само пятно становится неоднородным и состоит из чередующихся светлых и темных колец, постоянно переходящих друг в друга и захватывающих также область геометрической тени (рис.12).



Рисунок 12 – Чередующиеся светлые и темные кольца

Это говорит о непрямолинейности распространения света от источника, о загибании световых лучей (волн) у краев отверстия.

В более узком смысле *дифракцией* называется явление непрямолинейности распространения света вблизи преграды.

При использовании немонохроматического излучения (например, обычного белого света) дифракционная картина приобретает радужную окраску.

Необходимым условием дифракции является наличие отверстия или препятствия, которые по размерам будут значительно меньше, чем расстояние от источника излучения до экрана.

Дифракция свойственна не только световым, но и вообще всяким волнам, например, звуковым. Поэтому мы слышим звуки из-за угла дома или стоя за забором и т.д.

Дифракционные картины нередко возникают в естественных условиях. Так, например, глядя сквозь туман или окно, покрывающееся мелкими снежинками, в сторону источника света (солнца), можно наблюдать цветные радужные кольца.

3.1. Принцип Гюйгенса – Френеля

Впервые объяснить физическую суть дифракции смог французский ученый Огюстен Френель, который дополнил волновую теорию света Гюйгенса и сформулировал принцип, в дальнейшем получивший название принципа Гюйгенса-Френеля.

По Гюйгенсу, действие источника волн можно заменить действием вторичных источников, причем каждая точка фронта волны является сама источником вторичных элементарных волн, а огибающая вторичных волн представляет новый фронт волны (рис.13).

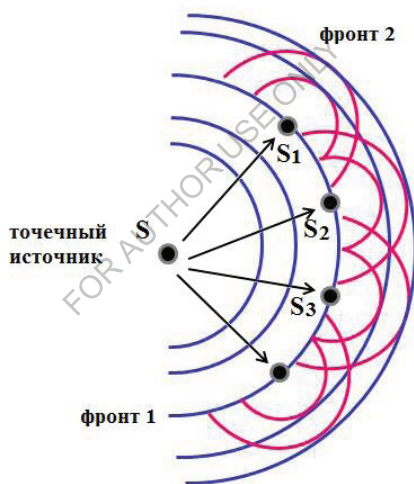


Рисунок 14 – Явление дифракции

Под *фронтом* понимается геометрическое место точек с одинаковой фазой колебаний.

Такой подход позволяет решать задачи о направлении распространения волнового фронта, но не затрагивает вопрос об интенсивности волн, идущих в разных направлениях.

Френель устранил эту слабую сторону метода Гюйгенса и дополнил его идеей об интерференции волн. То есть точечный источник света S (рис.13) заменяется как бы вторичными источниками света S_1, S_2, S_3 на поверхности первого фронта волны, которые являются когерентными и, следовательно, приводят к интерференции волн.

Тогда световая волна в точках первого фронта имеет, благодаря интерференции, достаточно большую амплитуду, а, следовательно, и интенсивность, что приводит к совпадению расчетных и экспериментальных данных.

Принцип Гюйгенса-Френеля лежит в основе расчета распределения интенсивности света в дифракционной картине посредством метода зон Френеля.

3.2. Метод зон Френеля. Прямолинейное распространение света

Для выяснения действия световой волны, рассмотрим в произвольной точке M амплитуду световой волны, распространяющейся от точечного источника S в однородной среде (рис.14). Согласно принципу Гюйгенса-Френеля, заменим действие источника S действием воображаемых источников, расположенных на вспомогательной поверхности Φ , являющейся поверхностью фронта волны, идущей из S (поверхность сферы с центром S). Разобьём волновую поверхность Φ на кольцевые зоны такого размера, чтобы расстояния от краев зоны до M отличались на $\lambda/2$. Тогда, обозначив амплитуду колебаний от 1-й, 2-й, m -ой зон через A_1, A_2, \dots, A_m (при этом $A_1 > A_2 > A_3 > \dots$), получим амплитуду результирующего колебания

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \quad (21)$$

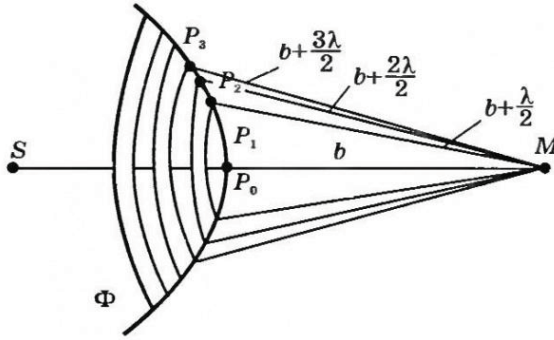


Рисунок 14 – Метод зон Френеля

При таком разбиении волновой поверхности на зоны оказывается, что амплитуда колебания A_m от некоторой m -ой зоны Френеля равна среднему арифметическому от амплитуды примыкающих к ней зон.

Тогда результирующая амплитуда в точке M будет равна

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2} \quad (22)$$

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots = \frac{A_1}{2} \pm \frac{A_m}{2} = \frac{A_1}{2} \quad (23)$$

Т.к. при $m \gg 1$ $A_1 \gg A_m$. Площади всех зон Френеля равны

$$\sigma = \frac{\pi ab \lambda}{a + b}$$

где a – длина отрезка SP_0 – радиус сферы Φ , b – длина отрезка P_0M .

Радиус внешней границы m -ой зоны Френеля

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b}} m\lambda$$

При $a = b = 10$ см и $\lambda = 500$ нм радиус первой зоны $r_1 = 0,158$ мм. Следовательно, распространение света от S к M происходит так, как будто световой поток распространяется внутри очень узкого канала вдоль SM, т.е. прямолинейно.

Таким образом, принцип Гюйгенса-Френеля позволяет объяснить на основании волновой теории прямолинейность распространения света.

Другими словами, волновые и корпускулярные представления о природе света не противоречат друг другу.

3.3 Дифракция сферических волн (дифракция Френеля)

Сферические волны – это волны, распространяющиеся от источника, находящегося недалеко от экрана. Поэтому фронт волны у препятствия имеет кривую поверхность. Такая дифракция впервые была описана Френелем и получила его имя.

При этом различают два основных случая. Рассмотрим их подробнее.

3.3.1 Дифракция на круглом отверстии

Рассмотрим дифракцию сферической волны на круглом отверстии BC в непрозрачном экране Э (рис.15).

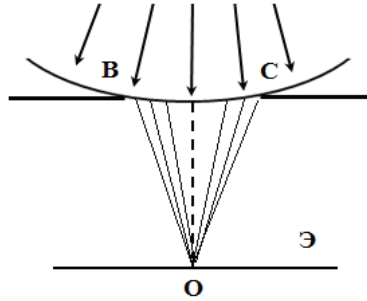


Рисунок 15 – Дифракция сферической волны на круглом отверстии

Если в отверстии BC укладывается K зон Френеля, то в соответствии с формулой (21) амплитуда результирующего колебания в точке O будет

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \pm A_K, \quad (24)$$

где знак «+» соответствует нечетному значению K , а знак «-» – четному K .

Проанализируем оба случая, выполнив ряд математических преобразований в формуле (24).

K – четное число зон Френеля:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \dots + \left(\frac{A_{K-3}}{2} - A_{K-2} + \frac{A_{K-1}}{2} \right) + \frac{A_{K-1}}{2} - A_K \quad (25)$$

K – нечетное число зон Френеля:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \dots + \left(\frac{A_{K-2}}{2} - A_{K-1} + \frac{A_K}{2} \right) + \frac{A_K}{2} \quad (26)$$

Учитывая условие (22), можно утверждать, что в формулах (25) и (26) все значения, заключенные в скобки, равны нулю. Тогда получим:

$$A = \frac{A_1}{2} + \frac{A_{K-1}}{2} - A_K \text{ — при } K \text{ — четное число,} \quad (27)$$

$$A = \frac{A_1}{2} + \frac{A_K}{2} \text{ — при } K \text{ — нечетное число} \quad (28)$$

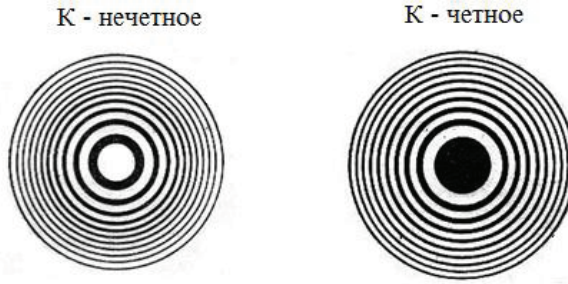


Рисунок 16 – Распределение интенсивности света по экрану

При $K \rightarrow \infty$, что имеет место в большинстве случаев, $A_{K-1} \approx A_K$.

И тогда формулы (27) и (28) можно объединить в одно выражение

$$A = \frac{A_1}{2} \pm \frac{A_K}{2},$$

где «+» – при K нечетном числе зон Френеля,

«-» – при K четном числе зон Френеля

Из соображения симметрии и закона сохранения энергии, очевидно, что дифракционная картина вблизи точки O экрана должна иметь вид чередующихся темных и светлых колец с центрами в точке O .

По мере удаления от центра интенсивность максимумов света должна убывать (рис.16).

Если диаметр отверстия велик, т.е. $A_k \ll A_l$, то никакой дифракционной картины на экране не будет. Свет в этом случае распространяется практически так же, как и в отсутствие экрана с отверстием, т.е. прямолинейно.

Если диаметр отверстия велик, т.е. $A_k \ll A_l$, то никакой дифракционной картины на экране не будет. Свет в этом случае распространяется практически так же, как и в отсутствие экрана с отверстием, т.е. прямолинейно.

3.3.2 Дифракция на диске

В случае дифракции света на круглом непрозрачном экране (диске) BC (рис.19) закрытый им участок фронта волны нужно исключить из рассмотрения и строить зоны Френеля, начиная с краев диска.

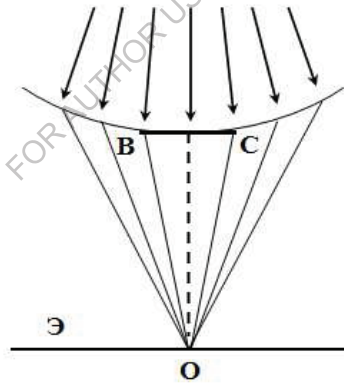


Рисунок 19 – Дифракция света на круглом непрозрачном экране (диске)

Амплитуда A в точке O определяется совместным действием всех открытых зон, начиная с первой

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots = \frac{A_1}{2}$$

Таким образом, в точке O всегда наблюдается максимум (светлое пятно), соответствующий половине действия первой зоны Френеля, так называемое пятно Пуассона, по фамилии французского ученого, впервые предсказавшего его появление в области геометрической тени.

Так же, как в случае дифракции на круглом отверстии, центральный максимум окружен концентричными с ним чередующимися темными и светлыми интерференционными кольцами.

3.4 Дифракция плоских волн (дифракция Фраунгофера)

Если источник света или точка наблюдения находятся достаточно далеко от дифрагирующих преград, то кривизна поверхности световых волн становится пренебрежимо мала, и в этом случае к преграде подойдут практически параллельные лучи света, т.е. плоская волна. Такой тип дифракции называется дифракцией плоских волн, или *дифракцией Фраунгофера* (по фамилии немецкого ученого, впервые наблюдавшего это явление).

Дифракционные явления Фраунгофера имеют большое практическое значение, лежат в основе принципа действия многих спектральных приборов.

Рассмотрим наиболее характерные случаи этой дифракции.

3.4.1. Дифракция на одной щели

Рассмотрим дифракцию Фраунгофера плоской монохроматической волны на одной бесконечно длинной щели шириной $a = MN$ (рис.20).

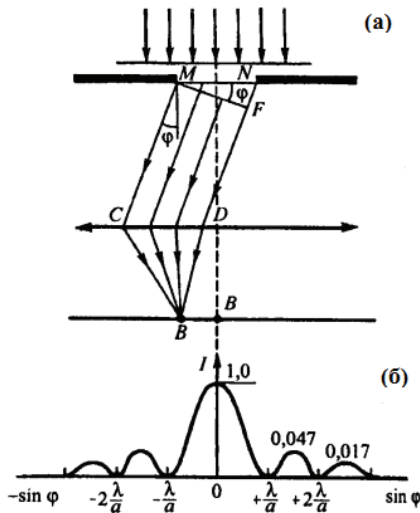


Рисунок 20 – Дифракция на одной щели

Геометрическая разность хода между крайними лучами MC и ND , идущими от щели в произвольном направлении φ ,

$$\Delta = NF = a \sin \varphi,$$

где F – основание перпендикуляра, опущенного из точки M на луч ND .

Разобьем открытую часть волновой поверхности в плоскости щели MN на зоны Френеля, которые имеют вид полос, параллельных ребру M щели. При этом, ширина каждой зоны Френеля выбирается таким образом, чтобы разность хода между каждым лучом первой зоны и соответствующим лучом второй зоны была равна $\lambda/2$, т.е. на ширине щели может уместиться $\Delta: \lambda/2$ зон.

Число зон Френеля зависит от угла φ , а от числа зон Френеля зависит результат наложения всех вторичных волн. Поэтому при интерференции света от каждой пары соседних зон Френеля

амплитуда результирующих колебаний равна нулю (колебания от каждой пары соседних зон взаимно гасят друг друга). Следовательно, если:

1) число зон Френеля *четное*, то

$$a \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} \quad (m = 1, 2, 3, \dots), \quad (29)$$

в точке *B* наблюдается *дифракционный минимум* (полная темнота).

2) число зон Френеля *нечетное*, то

$$a \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (m = 1, 2, 3, \dots), \quad (30)$$

наблюдается *дифракционный максимум*, который соответствует действию одной некомпенсированной зоны Френеля.

В направлении $\varphi = 0$ щель действует как одна зона Френеля и свет в этом направлении распространяется с наибольшей интенсивностью – наблюдается *центральный дифракционный максимум*.

Направления, в которых амплитуда максимальна или равна нулю:

$$\sin \varphi_{\max} = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2a} \qquad \sin \varphi_{\min} = \pm m \frac{\lambda}{a}$$

Дифракционным спектром называется распределение интенсивности на экране, получаемое вследствие дифракции.

Интенсивности в центральном и последующих максимумах относятся как 1:0,047:0,017:0,0083:..., т.е. основанная часть световой энергии сосредоточена в центральном максимуме.

Положение дифракционных максимумов зависит от длины волны λ . При освещении щели белым светом, центральный максимум наблюдается в виде белой полосы (при $\varphi = 0$ разность хода равна нулю для всех λ) – он общий для всех длин волн. Боковые максимумы

окрашены фиолетовым краем к центру дифракционной картины (поскольку $\lambda_{\text{фиол}} < \lambda_{\text{красн}}$).

3.4.2. Дифракция на дифракционной решетке

Дифракционная решётка это оптический прибор, действие которого основано на использовании явления дифракции света. Дифракционная решетка представляет собой совокупность многих щелей, разделенных непрозрачными промежутками.

Основными её характеристиками являются *дисперсия и разрешающая сила*. Дисперсия определяет угловое или линейное расстояние между двумя спектральными линиями, отличающимися по длине волны на единицу (например, на 1 ангстрем). Разрешающая сила определяет минимальную разность длин волн, при которой две линии воспринимаются в спектре отдельно.

Постоянная, или *период дифракционной решетки* d называется общей шириной щели и непрозрачного промежутка (рис. 21).

Поэтому, если на дифракционную решетку направить плоскую волну монохроматического света (рис.21), то щели становятся когерентными источниками света и на экране возникнет дифракционная картина (рис.21), являющаяся результатом двух процессов: дифракции света от каждой отдельной щели и интерференцией от этих щелей.

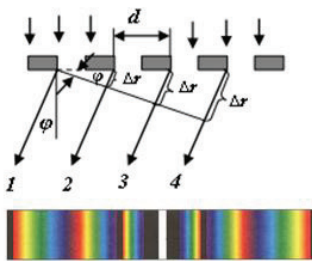


Рисунок 21 – Дифракционная решетка

Вследствие дифракции лучи изгибаются под углом φ .
Геометрическая разность хода лучей равна

$$\Delta r = d \sin \varphi \text{ (1 и 2 лучи)}$$

$$\Delta r = 2d \sin \varphi \text{ (1 и 3 лучи) и т.д.}$$

Известно, что при интерференции на экране возникает максимум при условии (7), а минимум при условии (9).

Таким образом, углы дифракции, соответствующие *максимумам* освещенности экрана, определяются из соотношения

$$\sin \varphi = n \frac{\lambda}{d}, \quad (31)$$

а углы дифракции, соответствующие *минимуму* освещенности, из соотношения

$$\sin \varphi = (2n + 1) \frac{\lambda}{2d}, \quad (32)$$

где $n = 0, \pm 1, 2, 3, \dots$

Согласно формуле (31), обе стороны от центрального максимума, которому соответствует значение $n = 0$, располагаются первые максимумы ($n = \pm 1$), далее – вторые ($n = \pm 2$) и т.д.

Однако возможное число максимумов является ограниченным: оно не может быть больше, чем $\frac{d}{\lambda}$.

Действительно, в формуле (31) $\sin \varphi \leq 1$, следовательно,

$$n \leq \frac{d}{\lambda}$$

Освещенность различных максимумов неодинакова. Сильнее всего освещен центральный максимум ($n = 0$), далее освещенность убывает по периферии (рис.22), как и в случае дифракции от одной щели, рассмотренной ранее. Расстояние между соседними

максимумами и их яркость возрастает по мере увеличения числа щелей.

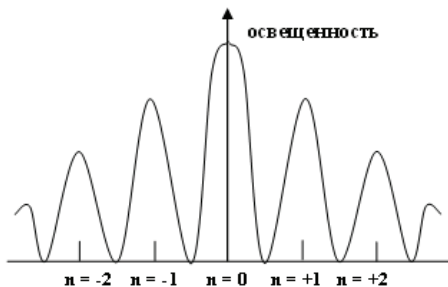


Рисунок 22 – Распределение интенсивности в дифференциальной картине

Если свет будет белым, то каждый максимум (кроме центрального) приобретает радужную окраску. Причем его край (по отношению к центру) станет фиолетовым, а наружный – красным, т.к. фиолетовому цвету соответствуют наиболее короткие волны, а красному – наиболее длинные. Между красным и фиолетовым располагаются остальные спектральные цвета.

Дифракционные решетки изготавливаются путем нанесения тонких штрихов (царапин) на поверхности обычной стеклянной пластинки или прозрачной полимерной пленки. Очевидно, что в таких решетках роль щелей играют промежутки между штрихами. Штрихи наносятся алмазным резцом с помощью делительной машинки. Лучшие дифракционные решетки имеют до 1500 штрихов на один миллиметр, что соответствует периоду решетки $d = 0,56$ мкм. Поэтому посредством дифракционных решеток можно очень точно измерять длины световых волн.

3.4.3 Дифракция на пространственной решетке.

Формула Вульфа - Брэгга

В дифракционной решетке щели располагаются в одну линию. Поэтому такую решетку можно считать линейной. Если же щели расположить в правильном порядке по всем координатным осям прямоугольной системы координат, то получится уже пространственная дифракционная решетка.

Примером такой решетки в природе служат кристаллы. Как известно, в кристаллах узлы их решеток располагаются в правильном порядке на определенных расстояниях друг от друга (существуют кубические, тетрагональные, ромбические и другие кристаллические решетки). Поэтому при прохождении электромагнитных волн через кристалл эти узлы кристаллической решетки становятся источниками вторичных волн по принципу Гюйгенса – Френеля (п.3.1). Наложение вторичных волн приводит к возникновению дифракционных максимумов.

Так как дифракционные явления наблюдаются лишь в тех случаях, когда длина волны падающего излучения меньше постоянной дифракционной решетки, то видимый свет для наблюдения дифракции от кристаллической решетки непригоден. Его длина волны $(4,0 - 7,6) \cdot 10^{-7}$ м значительно больше, чем расстояние между узлами кристаллической решетки ($d = 10^{-10}$ м). Поэтому для дифракции от кристаллов необходимы более короткие лучи, и такими лучами оказались рентгеновские, у которых длина волны немного меньше периода кристаллических решеток d .

В 1912 г. немецкий физик Макс фон Лауэ впервые провел опыт с рентгеновским излучением и получил дифракцию на пространственной решетке, а немного позже английские физики Генри и Лоуренс Брэгги и русский ученый-кристаллограф Г.В. Вульф

получили независимо друг от друга математическое условие дифракции рентгеновских лучей от кристаллов.

Их вывод был следующим. Пусть пучок параллельных рентгеновских лучей падает на кристалл под углом скольжения Θ (тэта) – рисунок 23.

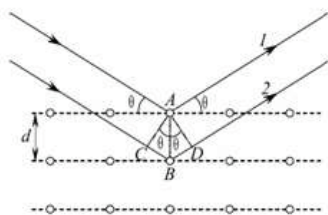


Рисунок 23 – Дифракции рентгеновских лучей

Разобьем кристалл на ряд параллельных плоскостей, проходящих через узлы решетки. Найдем условие, при котором лучи, отраженные от каждой плоскости, усилят друг от друга. Из рис.23 видно, что разность хода между лучами 1 и 2 равна

$$\Delta l = CB + BD = 2AB \sin \Theta = 2d \sin \Theta,$$

где $d = AB$ – межплоскостное расстояние. Если эта разность хода равна четному числу полуволен, то на основании формулы (31) колебания должны усилить друг друга. То есть

$$2d \sin \Theta = n\lambda \quad (33)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$

Это уравнение называется формулой Вульфа-Брэгга.

Оно показывает, что рентгеновские лучи с заданной длиной волны λ отражаются от плоскости кристалла не при всяком угле скольжения Θ , а при определенном.

Формула (33) лежит в основе рентгеноструктурного и рентгеноспектрального анализов. Каждое вещество имеет свой

присущий спектр, что определяется закономерностью атомов и других включений в кристаллической решетке. Поэтому дифракционная картина у каждого материала будет своя.

ПРИМЕРЫ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ

Пример 3. Определить наибольший порядок спектра, который может образовать дифракционная решетка, имеющая 500 штрихов на 1 мм, если длина волны падающего света 590 нм. Какую наибольшую длину волны можно наблюдать в спектре этой решетке?

Решение: Из формулы дифракционной решетки $d \sin \varphi = k\lambda$ найдем

$$k = \frac{d \sin \varphi}{\lambda}$$

Учитывая, что $d = l/N_0$, получим

$$k = \frac{\sin \varphi}{\lambda N_0}$$

из этого выражения следует, что при заданных λ и N_0 наибольший порядок спектра k_m можно наблюдать при наибольшем значении $\sin \varphi_m = 1$, т.е.

$$k_m = \frac{\sin \varphi_m}{\lambda N_0} = \frac{1}{\lambda N_0} = \frac{1}{5,9 \cdot 10^{-7} \cdot 5 \cdot 10^5} \approx 3$$

Наибольшая длина волны, которую можно наблюдать с помощью этой решетки, равна

$$\lambda_m = \frac{d \sin \varphi_m}{k_m} = \frac{1}{k_m N_0} = \frac{1}{3 \cdot 5 \cdot 10^5} = 6,67 \cdot 10^{-7} \text{ м}$$

Пример 4. Определить угол дифракции для спектра второго порядка света натрия с длиной волны 589 нм, если на 1 мм дифракционной решетки приходится 5 штрихов.

Решение: Из формулы дифракционной решетки $d \sin \varphi = k\lambda$ найдем

$$\sin \varphi = \frac{k\lambda}{d}$$

Поскольку число штрихов, приходящихся на единицу длины решетки, связано с периодом решетки соотношением $N_0 = l/d$, тогда получим $\sin \varphi = k\lambda N_0$, откуда

$$\varphi = \arcsin k\lambda N_0 = \arcsin 2 \cdot 5,89 \cdot 10^{-7} \cdot 5 \cdot 10^3 \approx 5,89 \cdot 10^{-3} \text{ рад.}$$

ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОПРОВЕРКИ И САМОПОДГОТОВКИ

1. Что называется дифракцией света? Каковы условия возникновения дифракционной картины?
2. Каковы условия возникновения сферических и плоских волн при дифракции?
3. Что понимается под зоной Френеля?
4. Как доказывается прямолинейность распространения света, имеющего волновую природу?
5. Сформулируете условия возникновения максимума и минимума для различных случаев дифракции.
6. Почему в кристаллах дифрагируют только рентгеновские лучи?

4. Взаимодействие света с веществом

4.1 Дисперсия света

Свет разных длин волн неодинаково преломляется на границе двух сред. Зависимость коэффициента преломления вещества от длины волны $n = f(\lambda)$ называется дисперсией света.

На явление дисперсии впервые обратил внимание Ньютон, направляя пучок белого света на грань призмы. На экране за призмой была получена цветная полоса, названная спектром, состоящая из непрерывно переходящих один в другой семи основных цветов – от красного до фиолетового (рис.24).

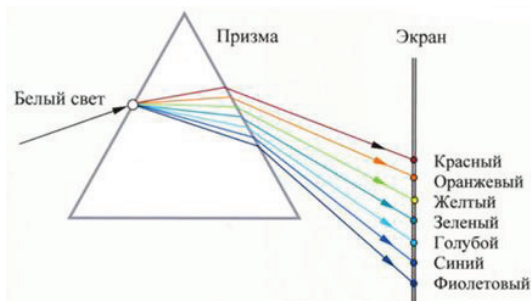


Рисунок 24 – Дисперсия света. Опыт Ньютона

Спектры могут быть сплошными, полосатыми и линейчатыми. Сплошной (непрерывный) спектр дают все вещества, испускающие свет. Полосатый спектр излучается при нахождении вещества в молекулярном состоянии, а линейчатый – при нахождении веществ в атомарном состоянии. Солнечный свет дает сплошной спектр.

Величина $D = \frac{dn}{d\lambda}$ называется *дисперсией вещества*.

Для всех прозрачных бесцветных веществ зависимость $n = f(\lambda)$ – *кривая дисперсии* – такая, что с уменьшением длины волны показатель преломления увеличивается. При этом

$$\frac{dn}{d\lambda} > 0 \quad (34)$$

Если выполняется неравенство (34), дисперсию называют *нормальной*. Дисперсия считается *аномальной*, если

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

т.е. показатель преломления вещества уменьшается. Аномальная дисперсия наблюдается в области частот, где происходит сильное поглощение света в данном веществе. Так у обыкновенного стекла эти области лежат в инфракрасной и ультрафиолетовой частях спектра.

На рисунке 25 изображен ход кривой дисперсии, в которой выделяются области нормальной (Н) и аномальной (А) дисперсии.

Наблюдение аномальной дисперсии позволяет определять собственные частоты колебаний атомов и расшифровывать детали строения тел. В 1912 г. Д.С. Рождественский разработал интерференционный метод «крюков», позволяющий точно измерять аномальную дисперсию паров и определить энергетические уровни электронов в атоме.

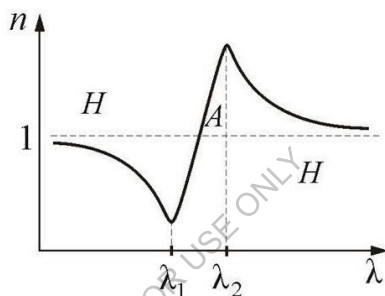


Рисунок 25 – Ход кривой дисперсии: нормальной (Н) и аномальной (А)

4.2 Поглощение (абсорбция) света

Поглощением (абсорбцией) света называется явление потери энергии световой волной, проходящей через вещество 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 – Ламберта

$$I = I_0 e^{-\alpha x}, \quad (35)$$

где I_0 и I – интенсивности света на входе и выходе из слоя среды толщиной x ; α – коэффициент поглощения, зависящий от длины волны света, химической природы и состояния вещества, и не зависящий от интенсивности света. При $x = 1/\alpha$ интенсивность света I по сравнению с I_0 уменьшается в $e = 2,72$ раз.

Коэффициент поглощения для диэлектриков невелик ($10^{-3} \dots 10^{-5} \text{ см}^{-1}$), диэлектрики имеют сплошной спектр поглощения. Это связано с тем, что в диэлектриках нет свободных электронов, и поглощение света обусловлено явлением резонанса при вынужденных колебаниях электронов в атомах и атомах в молекулах диэлектрика. Коэффициент поглощения для металлов имеет большие значения (примерно $10^3 \dots 10^5 \text{ см}^{-1}$) и поэтому металлы непрозрачны для света. В металлах из-за наличия свободных электронов, движущихся под действием электрического поля световой волны, возникают быстропеременные токи, сопровождающиеся выделением джоулевой теплоты. Поэтому энергия световой волны быстро уменьшается, превращаясь во внутреннюю энергию металла. Чем выше проводимость металла, тем сильнее в нём поглощение света.

Зависимостью коэффициента поглощения от длины волны объясняется окрашенность поглощающих тел. Например, стекло, слабо поглощающее красные и оранжевые лучи и сильно поглощающее зелёные и синие, при освещении белым светом будет казаться красным. Если же его освещать зелёным и синим светом, то из-за сильного поглощения этих лучей оно будет казаться чёрным. Это явление используется при изготовлении светофильтров.

Поскольку структура спектров поглощения определяется составом и строением молекул, то изучение спектров поглощения (абсорбционный спектральный анализ) является одним из основных методов количественного и качественного состава веществ.

4.3. Эффект Доплера

Эффект Доплера — изменение частоты и, соответственно, длины волны излучения, воспринимаемое наблюдателем (приёмником), вследствие движения источника излучения и/или движения наблюдателя (приёмника). Эффект назван в честь австрийского физика Кристиана Доплера. На этом явлении базируются основные принципы измерений многих параметров космических объектов.

Из практических изысканий ясно, что эффект Доплера верен для любого типа волн, в частности, и звуковых. Это легко подтверждается примером движущегося автомобиля с работающей сиреной. Приближаясь, звук сирены усиливается (уменьшение длины волны), а при удалении её, сила звука сирены будет снижаться (увеличение длины волны). Это же правило работает и для света, и электромагнитного излучения в целом. При сближении с наблюдателем светового источника, длина наблюдаемой волны будет становиться короче, и свет будет иметь оттенки спектра в фиолетовых тонах.

ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОПРОВЕРКИ И САМОПОДГОТОВКИ

1. Что называется дисперсией света?
2. Каковы условия возникновения нормальной и аномальной дисперсии?
3. Что такое поглощение (абсорбция) света?
4. В чем заключается эффект Доплера?

5. Поляризация света

5.1. Естественный и поляризованный свет

Из теории Максвелла следует, что свет является поперечной электромагнитной волной. Электрический и магнитный векторы в

световой волне колеблются перпендикулярно направлению распространению.

Плоскость, в которой происходят колебания вектора напряженности электрического поля \vec{E} , называется плоскостью колебания, а плоскость, в которой меняется вектор напряженности магнитного поля \vec{H} , - плоскостью поляризации (рис.26).

Световой вектор – вектор напряженности \vec{E} электрического поля.

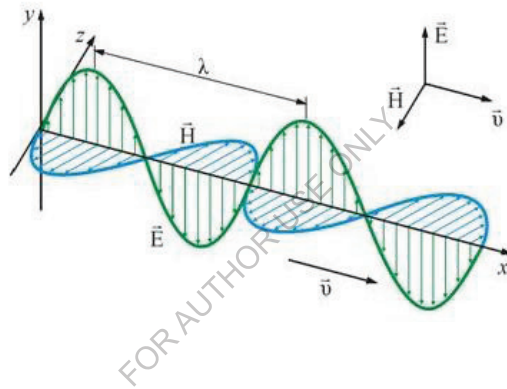


Рисунок 26 – Колебание векторов напряжённости электрического и магнитного полей

Изображенная на рисунке 26 картина соответствует излучению отдельного атома вещества. Однако всякий реальный источник света состоит из множества атомов, излучающих световые волны со всевозможными ориентациями плоскости колебаний. Эти волны налагаются друг на друга, в результате чего лучу, исходящему от реального источника света, будет соответствовать множество разнообразно ориентированных плоскостей колебаний, что

схематично показано на рисунке 27. Такой свет называется *естественным светом*.



Рисунок 27 – Естественный свет (колебания вектора \vec{E})

В естественной световой волне возникают, следовательно, световые колебания всевозможных направлений, но перпендикулярных направлению распространения волны. Все эти направления равновероятны, и поэтому амплитуды колебаний в каждом направлении одинаковы.

Однако, оказывается, можно создать такие условия, при которых колебания вектора напряженности электрического поля могли бы совершаться только вдоль одного определенного направления (рис.28). Такой свет называется *поляризованным*. Явление выделения из пучка естественного света лучей, распространяющихся вдоль одной определенной плоскости, называется *поляризацией*.

Естественный свет можно поляризовать, направив его пучок сквозь среду, анизотропную в отношении электрических колебаний. *Анизотропия* - зависимость физических свойств вещества от направления – свойственна кристаллам.



Рисунок 28 – Поляризованный свет (колебания вектора \vec{E})



Рисунок 29 – Плоскополяризованный свет

Плоскополяризованный свет – свет, в котором вектор \vec{E} колеблется только в одной, проходящей через луч плоскости (рис. 28, 29). Эта плоскость называется *плоскостью поляризации*.

Существует и частично поляризованный свет – свет с преимущественным направлением колебаний вектора \vec{E} (рис.30).



Рисунок 30 – Частично поляризованный свет

Опыт показывает, что многие природные и искусственно созданные кристаллы поляризуют проходящий сквозь них естественный свет. Например, если взять кристалл турмалина (минерала класса силикатов) и пропустить через него пучок естественного света, то на выходе мы зафиксируем поляризованную световую волну.

В самых общих чертах физическая сущность процесса поляризации света, проходящего сквозь кристалл, состоит в следующем. Согласно теории Максвелла переменное электрическое поле вызывает в кристаллическом диэлектрике переменный поляризационный ток, т.е. переменное смещение заряженных частиц (ионов), составляющих кристаллическую решетку. Поляризационный ток выделяет теплоту по закону Джоуля-Ленца. Следовательно, в кристалле происходит превращение световой энергии в тепловую. Благодаря анизотропии кристалла, возможное смещение его частиц, а, следовательно, и сила поляризационного тока, оказываются неодинаковыми для различных плоскостей решетки. Световая волна, идущая в плоскости, соответствующей значительным смещениям частиц, вызывает сильный поляризационный ток и потому практически полностью поглощается кристаллом. Если же световая волна идет в плоскости, соответствующей малым смещениям частиц, то она вызывает слабый поляризационный ток и проходит сквозь кристалл без существенного поглощения. В результате у света, прошедшего сквозь кристалл, электрические колебания совершаются лишь в одной определенной плоскости, т.е. свет оказывается поляризованным.

Человеческий глаз не отличает поляризованный свет от естественного света.

5.2 Закон Малюса

Французский ученый Этьен Малюс в 1810 г. провел следующий опыт. Он пропустил естественный пучок света сквозь две параллельные пластины турмалина, вырезанные в определенной плоскости, пропускающей поляризационный луч (рис.31).

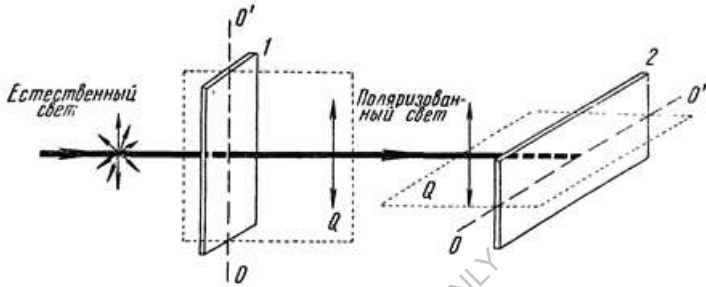


Рисунок 31 – Опыт Малюса

Пластина 1 называется поляризатором, а пластина 2 – анализатором. Эти пластины ничем не отличаются между собой и могут быть переставлены местами. В опыте пластина 1 (поляризатор) является неподвижной, а пластина 2 (анализатор) может вращаться вокруг своей центральной оси.

Если угол φ между оптическими осями анализатора и поляризатора будет отличаться от 0° , то поляризационный луч пройдет сквозь анализатор, причем максимальная амплитуда его колебаний будет при угле $\varphi = 0^{\circ}$. Если же угол $\varphi = 90^{\circ}$, т.е. когда оптические оси поляризатора и анализатора перпендикулярны друг другу, то через пластину 2 луч не пройдет.

Как следует из рисунка 32, амплитуда E световых колебаний, прошедших пластину 2, будет меньше амплитуды E_0 световых колебаний, падающих на эту пластину:

$$E = E_0 \cos \varphi \quad (36)$$

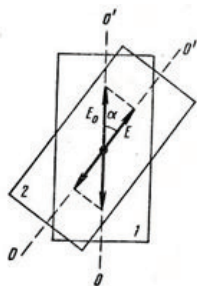


Рисунок 32 – Схема опыта Малюса

Из теории колебаний известно, что интенсивность (энергия) гармонических колебаний пропорциональна квадрату амплитуды колебаний. Следовательно, для световых колебаний, которые также являются гармоническими, справедливы соотношения:

$$I_0 = kE^2 \text{ и } I = kE_0^2 \quad (37)$$

где k – коэффициент пропорциональности, I_0 и I – интенсивность световых волн, соответственно падающих и прошедших через пластину 2. Преобразовывая формулы (36) и (37), получаем

$$I = I_0 \cos^2 \varphi \quad (38)$$

Формула (38) называется *законом Малюса*: интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды световых колебаний.

В естественном свете все значения φ равновероятны, поэтому доля света, прошедшего через поляризатор, будет равна среднему

$$\text{значению } \langle \cos^2 \varphi \rangle = 1/2$$

а интенсивность плоскополяризованного света, прошедшего через первый поляризатор:

$$I_0 = \frac{I_{\text{ест}}}{2}$$

Откуда $I_{\text{max}} = \frac{I_{\text{ест}}}{2}$, когда поляризаторы параллельны и $I_{\text{min}} = 0$, когда поляризаторы скрещены.

5.3 Поляризация света при отражении от диэлектрика.

Закон Брюстера

Поляризация света наблюдается не только при его прохождении сквозь кристаллы, но и при отражении и преломлении на границе изотропных диэлектрических сред.

Если направить пучок естественного света на границу раздела двух диэлектриков (например, воздуха и стекла), то часть световых лучей будет отражаться, а часть преломляться. Располагая каким-либо прибором для регистрации факта поляризации (анализатором), можно исследовать степень поляризации отраженного и преломленного лучей. В общем случае эти лучи поляризуются частично, т.е. электрические и магнитные векторы этих лучей колеблются преимущественно в одном направлении, но имеют тенденцию колебаться и в других направлениях, хотя и незначительно. Однако при некотором строго определенном для данной пары сред значении угла падения (угол Брюстера $\alpha_{\text{Бр}}$) отраженный от границы раздела этих сред свет оказывается полностью поляризованным. Например, для системы «воздух (n_1)– стекло (n_2)» этот угол равен 57° . Преломленные же лучи поляризуются не полностью (рис.33).



Рисунок 33 – Поляризация света при отражении от диэлектрика

При этом оказалось, что тангенс угла падения лучей равен показателю преломления диэлектрика n_2 :

$$\operatorname{tg} \alpha_{Br} = n_2 \quad (39)$$

Формулу (39) впервые получил в 1815 г. шотландский физик Дэвид Брюстер, поэтому она получила название *закона Брюстера*.

В отраженной под углом Брюстера волне колебания электрического вектора происходят в плоскости, перпендикулярной к плоскости падения лучей. В преломленной волне преобладают колебания в плоскости падения (на рис.33 колебания, происходящие в плоскости падения лучей, изображены стрелками, а колебания, перпендикулярные к ней, - точками). При падении света под углом Брюстера отраженный и преломленный лучи взаимно перпендикулярны.

Закон Брюстера справедлив при отражении от диэлектриков и неприменим при отражении от металлов.

5.4 Двойное лучепреломление. Одноосные кристаллы.

Поляриды и поляризационные призмы

Еще в середине XVII века датский естествоиспытатель Эразм Бартолин наблюдал любопытное явление: при прохождении луча света через кристалл исландского шпата (одна из разновидностей углекислого кальция) происходит раздвоение луча (двойное лучепреломление). При этом было установлено, что вышедшие из кристалла два луча независимо от угла падения пучка света параллельны друг другу и падающему на поверхность кристалла лучу.

Как выяснилось в дальнейшем, эти лучи оказались поляризованными во взаимно перпендикулярных плоскостях с одинаковыми интенсивностями. Один из лучей удовлетворяет закону преломления света и называется *обыкновенным* (o); другой не подчиняется этому закону и называется *необыкновенным* (e) – рис.34.

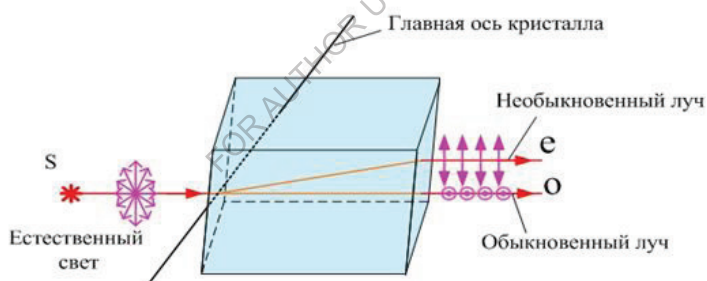


Рисунок 34 – Двойное лучепреломление (исландский шпат)

Проведенные опыты показывают, что в кристалле исландского шпата имеется одно единственное направление, вдоль которого двойного лучепреломления не происходит. Такие кристаллы называются *одноосными*, а направление, вдоль которого не происходит двойного лучепреломления, принято называть оптической осью кристалла. Вдоль этой оси узлы кристаллической решетки

расположены симметрично. Исландский шпат является наиболее ярким представителем такого типа кристаллов. В меньшей степени свойством двойного лучепреломления обладают и другие кристаллы (турмалин и т.д.).

Плоскость, содержащая падающий луч и оптическую ось одноосного кристалла, называется главной плоскостью кристалла (главным сечением). Исследования показали, что обыкновенный луч колеблется перпендикулярно главной плоскости кристалла, а необыкновенный луч – вдоль этой плоскости (что условно обозначается точками и стрелками на рис.34).

Электрические колебания обыкновенного луча перпендикулярны оптической оси, и поэтому обыкновенные лучи распространяются по всем направлениям с одинаковой скоростью. Следовательно, показатель преломления n_o у них постоянен. Для необыкновенного луча угол между оптической осью и направлением электрических колебаний различен. Поэтому необыкновенные лучи распространяются по различным направлениям с различными скоростями. Отсюда следует, что показатель преломления n_e для необыкновенного луча является переменной величиной, зависящей от направления луча, т.е.

$$n_o = const; n_e \neq const$$

Благодаря различию показателей преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей эти лучи претерпевают в кристалле неодинаковое преломление, что приводит к явлению двойного преломления, в чем легко убедиться по кажущемуся раздвоению надписи, рассматриваемой через пластинку, вырезанную из кристалла исландского шпата (рис.35).



Рисунок 35 – Кристалла исландского шпата

В последние годы для поляризации света широко применяются различные *поляроиды и призмы*.

Поляроид или поляризационный светофильтр обычно представляет собой прозрачную полимерную пленку толщиной 0,1 мм, содержащую множество мелких кристаллов - поляризаторов, например, кристалликов герпатита (сульфат йодистого хинина). Оптические оси всех кристаллов герпатита в процессе изготовления поляроида ориентируются в одном направлении. Поляроидная пленка сравнительно недорога, весьма эластична, имеет большую площадь. Поляроиды впервые разработаны группой американских учёных во главе с Е. Лэндом около 1932 г., серийно изготавливаются с 1935 г.

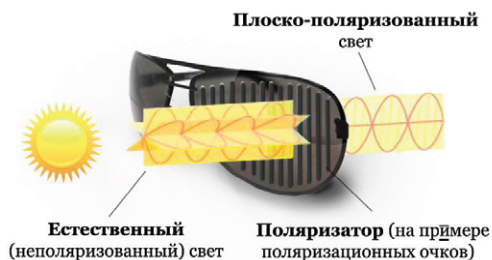


Рисунок 36 – Как работает поляризация

Поляриды применяются для защиты от ослепляющего действия солнечных лучей – солнцезащитные очки (рис. 36).

Одним из интересных практических применений поляроида является его использование на автотранспорте для защиты водителей от слепящего света фар встречных автомашин. С этой целью на ветровое стекло и стекла фар наклеиваются поляроидные пленки, оптические оси которых параллельны и составляют угол 45° с горизонтом. Тогда оптическая ось поляроида ветрового стекла одной машины будет перпендикулярно оптической оси поляроида встречной машины (рис.37).

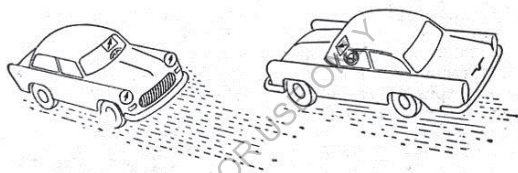


Рисунок 37 – Практическое применение поляроидов

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

Основным недостатком использования поляроидов является их селективность поглощения, т.е. то, что они пропускают преимущественно зеленый свет, и поэтому картина является подкрашенной.

В отличие от полярироидов поляризационные призмы обладают достаточной прозрачностью и в равной степени пропускают волны любого цвета, т.е. они лишены селективности поглощения. Поляризационные призмы обычно изготавливаются из исландского шпата и строятся таким образом, чтобы через них пропускаться один тип лучей – либо обыкновенный, либо необыкновенный.

Существует несколько видов поляризационных призм. В практике самой распространенной призмой является призма, впервые изготовленная шотландским физиком Уильямом Николем в 1828 г., которая так и называется – призма Николя, или николь.

Призма Николя вырезается из кристалла исландского шпата, а затем шлифуется так, чтобы ее торцевые грани составляли с ребрами угол 68° (рис.38).



Рисунок 38 – Призма Николя

Затем призму распиливают на две части вдоль плоскости, перпендикулярной торцевым граням и главной плоскости. Отшлифовав поверхность распила, их склеивают клеем, выработанным из смолы канадской пихты, под названием канадский бальзам. Показатель преломления канадского бальзама $n = 1.55$, т.е. он меньше, чем показатель преломления обыкновенного луча, но больше чем необыкновенного луча ($n_e < n < n_o$). Следовательно, для обыкновенного луча канадский бальзам является средой оптически менее плотной, а для необыкновенного луча – более плотной, чем

исландский шпат. Поэтому обыкновенный луч, падающий на слой клея под углом, большим предельного, претерпевает полное отражение по законам геометрической оптики, а необыкновенный луч при любых углах падения проходит через слой клея. Обыкновенный луч, претерпев полное отражение от слоя канадского бальзама, поглощается зачерненной поверхностью основания призмы **AB** (рис.38).

Таким образом, сквозь призму Николя проходит только один поляризованный луч (необыкновенный) с электрическими колебаниями в главной плоскости призмы.

ПРИМЕРЫ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ

Пример 5 Угол Брюстера при падении света из воздуха на кристалл каменной соли равен 57° . Определить скорость света в этом кристалле.

Решение. $\operatorname{tg} \alpha_{\text{Бр}} = \frac{n_2}{n_1}, n_1 = \frac{c}{v_1}, n_2 = \frac{c}{v_2}, \operatorname{tg} \alpha_{\text{Бр}} = \frac{v_1}{v_2}$ т.к. первая среда – воздух, то

$$v_1 = c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}, \operatorname{tg} \alpha_{\text{Бр}} = \frac{c}{v_2}, v_2 = \frac{c}{\operatorname{tg} \alpha_{\text{Бр}}} = 1,94 \cdot 10^8 \text{ м/с}$$

ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОПРОВЕРКИ И САМОПОДГОТОВКИ

1. Какой свет называется поляризованным?
2. Возможна ли поляризация для продольных волн? Почему?
3. Чем отличается естественный свет от поляризованного?
4. Приведите различные способы получения поляризованного света.
5. В чем физическая причина явления двойного лучепреломления?
6. Приведите примеры практического использования явления поляризации света.
7. Чем замечателен угол Брюстера?

FOR AUTHOR USE ONLY

Часть II. КВАНТОВАЯ ОПТИКА

Квантовая оптика – раздел оптики, изучающий явления, в которых проявляются квантовые свойства света. К ним относятся: тепловое излучение, фотоэффект, эффект Комптона, фотохимические процессы, вынужденное излучение (и, соответственно, физика лазеров) и др. Квантовая оптика затрагивает основную проблему, которая связана с описанием взаимодействия света с веществом с учётом квантовой природы объектов, а также описанием распространения света в специфических условиях.

6. Тепловое излучение

Существуют различные виды электромагнитного излучения. Все они отличаются частотой излучения ν (длиной волны λ).

В таблице 1 приведена шкала электромагнитных волн.

Таблица 1 – шкала электромагнитных волн

Виды излучения	Длина волны λ , м
Низкочастотное	$10^8 - 10^4$
Радиоизлучение	$10^3 - 10^4$
Инфракрасное	$5 \cdot 10^{-4} - 7,6 \cdot 10^{-7}$
Видимое	$(4 - 7,6) \cdot 10^{-7}$
Ультрафиолетовое	$4 \cdot 10^{-7} - 10^{-9}$
Рентгеновское	$2 \cdot 10^{-9} - 6 \cdot 10^{-12}$
Гамма – излучение	$< 6 \cdot 10^{-12}$

Самым распространенным в природе видом электромагнитного излучения является тепловое, которое присуще всем телам при любой температуре, отличной от абсолютного нуля.

Тепловое излучение совершается за счет энергии теплового движения молекул вещества, т.е. за счет внутренней энергии тела. Оно имеет сплошной спектр, однако распределение энергии в нем

существенно зависит от температуры: при низкой температуре тепловое излучение является преимущественно инфракрасным, при высокой температуре – видимым и ультрафиолетовым.

Всякое тело, излучая само, вместе с тем поглощает часть энергии, излучаемой соседним телом.

Очевидно, что, теряя энергию путем испускания и в то же время получая энергию путем поглощения, тело в конце концов переходит в состояние *теплового, или термодинамического равновесия*.

Тепловое равновесие является обычным состоянием тел, предоставленных самим себе.

6.1 Излучательная и поглощательная способности тел. Абсолютно черное тело.

Для количественной оценки процессов теплового излучения вводятся несколько понятий.

Излучательная (испускающая) способность тела $R_{\nu,T}$ или спектральная плотность энергетической светимости – отношение энергии в единичном интервале частот (длин волн), излучаемой с поверхности тела, к продолжительности и площади излучения.

$$R_{\nu,T} = \frac{W_{\nu,\nu+\Delta\nu}}{S \cdot t \cdot \Delta\nu} \quad (40)$$

Ее единица измерения $[R]=\text{Дж}/\text{м}^2 \cdot \text{с}$, либо $\text{Вт}/\text{м}^2$.

Поглощательная способность тела или спектральная поглощательная способность $A_{\nu,T}$ – отношение энергии, поглощаемой телом, ко всей падающей на него энергии излучения. Очевидно, что $A_{\nu,T}$ – безразмерная величина.

$$A_{\nu,T} = \frac{W_{\nu,\nu+\Delta\nu}^{\text{полг}}}{W_{\nu,\nu+\Delta\nu}} \quad (41)$$

Измерения показывают, что излучательная и поглощательная способности тел зависят также от температуры.

В таблице 2 даны значения поглотительной способности различных тел для видимой части спектра.

Таблица 2 – значения поглотительной способности различных тел для видимой части спектра

Вещество	Температура, С ⁰	$A_{v,T}$
Железо	100	0.74
Золото	225–635	0.018–0.035
Медь	80–115	0.018–0.023
Вода	0–100	0.95–0.96
Кирпич	20	0.93
Картон асбестовый	24	0.96
Сажа		
Бархат черный	95–270	0.95
	20	0.99

Из данных таблицы 2 видно, что поглотительная способность реальных тел меньше единицы.

Если мы представим себе воображаемое тело, поглощающее при любой температуре всю падающую на него энергию, то у него $A_{v,T} = 1$. Такое тело называется *абсолютно черным*. Для видимой части спектра телом, наиболее близким по своим свойствам к абсолютно черному, является черный бархат (0,99).

Практически наиболее совершенным абсолютно черным телом является полость с очень узким отверстием (рис.39), которая может служить физической моделью абсолютно черного тела.

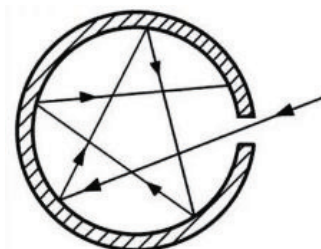


Рисунок 39 – Физическая моделью абсолютно черного тела

Луч света, попавший в отверстие, многократно отражается зачерненными стенками полости и практически не выходит обратно, т.к. при каждом отражении значительная часть его энергии поглощается стенками.

Абсолютно черное тело, поглощая падающую на него лучистую энергию, вместе с тем само излучает. Поэтому при низкой температуре полости отверстие в ней кажется черным; если же полость нагрета до высокой температуры, то отверстие представляется ярко светящимся. Примерами практически абсолютно черных тел могут служить зрачок глаза и смотровое отверстие мартеновской печи.

6.2 Закон Кирхгофа

В 1859 г. немецкий ученый Густав Кирхгоф, исходя из термодинамических соображений, установил количественную связь между испускательной и поглощательной способностями тел.

Представим себе изолированную систему из двух тел, имеющих различную температуру и обменивающихся энергией только путем лучеиспускания и лучепоглощения. Через некоторое время в такой системе установится тепловое равновесие. Обозначим испускательные и поглощательные способности тел при температуре лучистого равновесия соответственно R_1 , R_2 и A_1 , A_2 . Предположим, что первое

тело испускает с поверхности 1 м^2 за 1 с в n раз больше энергии, чем второе:

$$R_1 = nR_2$$

Но тогда оно должно и поглощать в n раз больше, чем второе тело, т.е.

$$A_1 = nA_2$$

В противном случае первое тело начнет нагреваться (или охлаждаться) за счет второго тела и его температура будет изменяться, что противоречит условию теплового равновесия. Из двух последних равенств следует, что

$$\frac{R_1}{A_1} = \frac{R_2}{A_2}$$

Если изолированная система состоит из многих тел с испускательными способностями R_1, R_2, R_3, \dots и поглощательными способностями A_1, A_2, A_3, \dots и одно из них является абсолютно черным, то аналогичные рассуждения приведут к следующему выводу:

$$\frac{R_1}{A_1} = \frac{R_2}{A_2} = \frac{R_3}{A_3} = \dots = r$$

где r – испускательная способность абсолютно черного тела (его поглощательная способность равна единице и потому не написана в качестве делителя при r).

Этот закон остается справедливым и для спектральных испускательной и поглощательной способностей тел.

$$\frac{R_{\nu,T}}{A_{\nu,T}} = r_{\nu,T} \quad (42)$$

Для всех тел при данной температуре отношение испускательной способности к поглощательной способности есть постоянная величина, равная испускательной способности абсолютно черного тела при той же температуре.

Из закона Кирхгофа вытекают три важных следствия.

1. Испускательная способность любого тела при данной температуре равна произведению его поглотительной способности на испускательную способность абсолютно черного тела при той же температуре:

2. Испускательная способность любого тела меньше испускательной способности абсолютно черного тела при той же температуре

3. Если тело не поглощает каких-либо волн, то оно и не испускает их

Формула (42) позволяет определять испускательную способность любого тела, если известны его поглотительная способность и испускательная способность абсолютно черного тела.

Интересным практическим использованием закона Кирхгофа является агрономический прием – мульчирование. Так, для увеличения поглотительной способности почвы применяют темные покрытия (торфяной и угольный порошок, битум), а для понижения температуры почвы – светлую мульчу (молотый мел).

6.3. Законы Стефана – Больцмана и Вина. Оптическая пирометрия

В 1879 г. австрийский ученый Йозеф Стефан, проводя опыты со светящимися телами, установил, а в 1884 г. его соотечественник Людвиг Больцман теоретически обосновал, что полная излучательная способность (энергетическая светимость) абсолютно черного тела R_e пропорциональна четвертой степени его термодинамической температуры – закон Стефана-Больцмана, т.е.

$$R_e = \sigma T^4 \quad (42)$$

где σ – постоянная Стефана-Больцмана, равная $5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴).

Закон Стефана-Больцмана хотя и определяет вид зависимости полной излучательной способности от температуры, но он не дает никаких сведений о зависимости энергии излучения от длины волны.

Эту зависимость определил в 1893 г. немецкий физик Вильгельм Вин. На основании законов электродинамики и термодинамики он определил, что длина волны λ_{\max} , соответствующая максимуму излучения абсолютно черного тела, обратно пропорциональна его термодинамической температуре – закон Вина, т.е.

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T}, \quad (43)$$

где b – постоянная Вина, равная $2,89 \cdot 10^{-3}$ м·К, λ_{\max} – длина волны, при которой излучательная способность становится максимальной.

Следовательно, при понижении температуры накаливаемого черного тела максимум энергии его излучения смещается в область больших длин волн, т.е. при этом в спектре излучения начинает преобладать длинноволновое излучение, что находится в согласии с опытными данными.

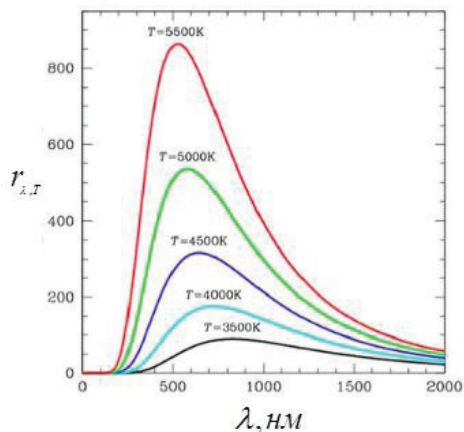


Рисунок 40 – Распределение энергии в спектре излучения абсолютно черного тела при различной температуре

Для иллюстрации законов Стефана-Больцмана и Вина на рисунке 40 показано распределение энергии в спектре излучения абсолютно черного тела при различной температуре. Видно, что с повышением температуры испускательная способность возрастает, а длина волны λ_{\max} уменьшается (максимум кривой распределения смещается влево). При температурах 4000-5000 К максимум излучения находится в видимой части спектра.

Из-за смещения максимума кривой зависимости полной излучательной способности от температуры закон Вина иногда называют правилом смещения Вина.

Наглядным примером, подтверждающим уменьшение λ_{\max} с ростом температуры, является изменение цвета свечения нагреваемого металла, известное в металлургическом производстве. Сначала металл остается темным (λ_{\max} лежит в инфракрасной области), затем при достаточно высокой температуре появляется красное свечение, потом – оранжевое, желтое и, наконец, голубовато-

белое свечение («белое каление»). Опытные сталевары по цвету металла могут на глаз очень точно определить его температуру.

На законе Вина основана *оптическая пирометрия* – метод определения температуры раскаленных тел (металла в плавильной печи, поверхности звезд и т.д.) по спектру их излучения. Именно этим методом впервые определена температура поверхности Солнца. Максимум энергии солнечного излучения приходится на видимый свет длиной волны $\lambda_{\text{max}}=0,47$ мкм. Спектральный состав излучения Солнца очень близок к спектральному составу излучения абсолютно черного тела. Термодинамическая температура поверхности Солнца близка к 6200 К.

На рисунке 41 приведена схема пирометра с исчезающей нитью, широко применяемого при определении так называемой яркостной температуры.

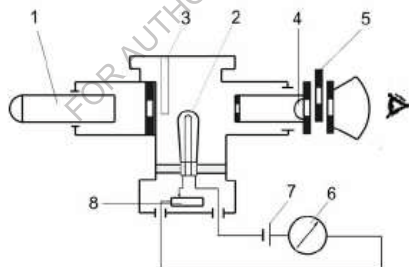


Рисунок 41 – Принципиальная схема оптического пирометра с исчезающей нитью. 1 – линза, 2 – поглощающий светофильтр, 3 – лампа накалывания, 4 – линза окуляра, 5 – красный светофильтр, 6 – миллиамперметр, 7 – источник тока, 8 – реостат

Принцип действия указанного пирометра следующий. С помощью объектива (1 – линза) изображение светящейся поверхности

нагретого тела, температуру которого мы хотим определить, совмещается с плоскостью нити накала лампы. Яркость накала нити регулируется с помощью реостата – 8. Нить и изображение нити наблюдается через окуляр – 4. Светофильтр – 5, расположенный перед окуляром, пропускает узкую полосу длин волн в области 0,66 мкм (красный свет). С помощью реостата подбирается такое значение силы тока, при котором для этой длины волны излучательная способность нити накала лампы становится равной излучательной способности наблюдаемого тела. При удовлетворении этого условия нить не будет видна на фоне светящейся поверхности тела, т.е. нить как бы исчезает.

Если миллиамперметр заранее проградуировать в градусах по излучению абсолютно черного тела, то, очевидно, он покажет абсолютную температуру, которая будет несколько меньше истинной. Однако с помощью яркостной температуры можно определить истинную, если знать поглощательную способность тела при той же длине волны.

Методы оптической пирометрии наиболее эффективны для измерения больших температур (свыше 2000°C). При меньших температурах обычно используются термомпары расширения, электрические термометры и другие приборы, дающие большую точность измерения.

6.4 Квантовая гипотеза и формула Планка. Вывод из формулы

Планка законов Стефана-Больцмана и Вина

Законы Стефана-Больцмана (42) и Вина (43) являются частными законами излучения абсолютно черного тела. Они не дают общей картины распределения энергии в спектре излучения абсолютно черного тела при различной температуре. Все попытки найти теоретически эту зависимость оказывались безуспешными и могли

удовлетворительно описывать экспериментальные данные только в области малых частот и больших температур. Выход из этого критического положения был найден немецким физиком Максом Планком, который в 1900 г. разработал совершенно новый подход к рассмотрению физических процессов излучения. Для этого ему пришлось отказаться от классических представлений об электромагнитном излучении как о непрерывной волне, которая имеет любую частоту и в соответствии с этим переносит любую энергию. Им была высказана *гипотеза*, согласно которой *электромагнитная волна может излучаться и распространяться только определенными отдельными порциями (квантами)*.

Значение минимальной порции энергии – кванта – по теории Планка прямо пропорциональна частоте света ν (или обратно пропорциональна длине волны λ)

$$\varepsilon = h\nu = \frac{hc}{\lambda}, \quad (44)$$

где h – постоянная Планка, $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с.

Из формулы (44) следует, что чем больше длина волны, тем меньше энергия кванта. Поэтому в общем потоке энергии, исходящем от длинноволнового излучения (например, генератора радиоволн), отдельный квант энергии совершенно незаметен. В связи с этим прерывистость излучения энергии не обнаруживается. В коротковолновом излучении квант энергии сравнительно больше. Благодаря этому в потоке энергии, исходящем от коротковолновых микроизлучателей (атомов, молекул), отдельные кванты энергии становятся заметными, обнаруживая тем самым прерывистость (квантовый характер) излучения.

Процесс поглощения электромагнитной энергии веществом также имеет прерывистый (квантовый) характер.

Таким образом, между процессами, совершающимися в макро- и микромире, существует не только количественное, но и качественное различие. Поэтому законы классической физики, полученные из наблюдений над макрообъектами, не всегда могут быть пригодны для описания процессов, совершающихся в микрообъектах. Именно этим объясняется бесплодная попытка многих ученых вывести закон распределения энергии в спектре излучения абсолютно черного тела, исходя из понятий классической физики.

На основе своей гипотезы Планк получил формулу для спектральной излучательной способности абсолютно черного тела – формула Планка:

$$\varepsilon(\lambda, T) = \frac{2\pi hc}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{hc/k\lambda T} - 1}, \quad (45)$$

где λ – длина волны, T – термодинамическая температура, c – скорость света в вакууме, k – постоянная Больцмана, e – основание натурального логарифма.

Формула (44) находится в полном соответствии с опытными данными. Из этой формулы получаются как следствие законы Стефана-Больцмана и Вина.

Выведем сначала закон Стефана-Больцмана. Для этого проинтегрируем выражение (45) спектральной излучательной способности абсолютно черного тела по всем длинам волн от ∞ до 0. Введем вспомогательные постоянные: $A = 2\pi hc$, $B = hc/k$ и вспомогательную переменную $x = hc/k\lambda T = B/\lambda T$. Тогда

$$\lambda = \frac{B}{xT}, d\lambda = -\frac{B}{x^2 T} dx$$

$$\varepsilon = \int_{\infty}^0 \varepsilon_{\lambda} d\lambda = \frac{AT^4}{B^4} \int_0^{\infty} \frac{x^3}{e^x - 1} dx \quad (46)$$

Определенный интеграл $\int_0^{\infty} \frac{x^3}{e^x - 1} dx = \frac{\pi^4}{15}$

$$\text{Поэтому } \varepsilon = \varepsilon(T) = \frac{2\pi^4}{15B^4} T^4 = \frac{2\pi^5 k^4}{15h^3 c^2} T^4$$

Множитель при T^4 совпадает по числовому значению и размерности с постоянной Стефана-Больцмана σ в формуле (42).

Итак, получаем

$$\varepsilon(T) = \sigma T^4 - \text{закон Стефана-Больцмана}$$

Выведем закон Вина.

Для этого найдем максимум функции распределения в формуле (46).

$$\left(\frac{x^3}{e^x - 1} \right)' = \frac{x^2 e^x (3 - 3e^{-x} - x)}{(e^x - 1)^2} = 0$$

Этому трансцендентному уравнению удовлетворяет решение $x = 2,821$, которое соответствует максимуму излучения.

То есть

$$\frac{hc}{k\lambda_m T} = 2,821, \text{ или } \lambda_m T = b \approx 2,89 \cdot 10^{-3} \text{ м}\cdot\text{К}, \text{ что соответствует значению}$$

постоянной Вина в формуле (43).

ПРИМЕРЫ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ

Пример 6 Длина волны, на которую приходится максимум энергии в спектре излучения чёрного тела, $\lambda_{\text{max}} = 0,58$ мкм. Определить энергетическую светимость (излучательность) R_e поверхности тела.

Решение. Энергетическая светимость R_e абсолютно чёрного тела в соответствии с законом Стефана – Больцмана пропорциональна четвертой степени термодинамической температуры и выражается формулой

$$R_e = \sigma T^4, \quad (1)$$

где σ – постоянная Стефана-Больцмана; T – термодинамическая температура.

Температуру T можно вычислить с помощью закона смещения Вина:

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T}, \quad (2)$$

где $b \approx 2,89 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$ – постоянная Вина

Используя формулы (2) и (1), получаем

$$R_e = \sigma(b/\lambda_0)^4 \quad (3)$$

Тогда:

$$R_e = 5,67 \cdot 10^{-8} \left(\frac{2,89 \cdot 10^{-3}}{5,8 \cdot 10^{-7}} \right)^4 = 3,54 \cdot 10^7 \text{ Вт} / \text{м}^2$$

ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОПРОВЕРКИ И САМОПОДГОТОВКИ

1. Дайте понятие теплового излучения. Приведите шкалу электромагнитных волн.
2. Пояснить понятие «абсолютно черное тело» и привести примеры, объясняющие это понятие.
3. В чем заключается физический смысл универсальной функции Кирхгофа?
4. Как и во сколько раз изменится энергетическая светимость черного тела, если его термодинамическая температура уменьшится вдвое?
5. Физический смысл законов Стефана-Больцмана и Вина и их затруднения в объяснении законов теплового излучения.
6. Чему равна постоянная Стефана-Больцмана?
7. Физический смысл квантовой гипотезы Планка и ее применение в различных физических законах.
8. Объяснить принцип работы оптического пирометра и возможности применения оптической пирометрии.

7. Фотоэлектрический эффект

Явление вырывания электронов из твердых и жидких веществ под действием света получило название *фотоэффекта или фотоэлектрического эффекта*.

Выделяют внешний фотоэффект (поглощение фотонов сопровождается вылетом электронов за пределы тела) и внутренний фотоэффект (электроны, оставаясь в теле, изменяют в нем свое энергетическое состояние) в конденсированных (твёрдых и жидких) веществах. Фотоэффект в газах состоит в ионизации атомов или молекул под действием излучения.

7.1 Внешний фотоэффект и его законы. Уравнение Эйнштейна

В 1887 г. немецкий физик Генрих Герц обнаружил, что при освещении отрицательного электрода искрового разрядника ультрафиолетовыми лучами разряд происходит при меньшем напряжении между электродами, чем в отсутствие такого освещения. Это явление, как показали опыты русского ученого А. Г. Столетова (1888 – 1890 гг.), обусловлено выбиванием под действием света отрицательных зарядов из металлического катода разрядника. После открытия электрона (Джозеф Томсон, 1897 г.) стало ясно, что этими отрицательными зарядами являются электроны.

Принципиальная измерительная схема, с помощью которой исследовался внешний фотоэффект, изображена на рисунке 42. Отрицательный полюс батареи, присоединен к металлической пластинке (катод), положительный – к вспомогательному электроду (анод).

Оба электрода помещены в вакуумную трубку, имеющую кварцевое окно (прозрачное не только для видимого, но и для ультрафиолетового излучения). При освещении катода свет вырывает из него электроны (фотоэлектроны), устремляющиеся к аноду. В цепи появляется ток (фототок). Напряжение можно менять с помощью

потенциометра. Было обнаружено, что при малых напряжениях не все вырванные светом электроны достигают анода. Если, не меняя светового потока, увеличить разность потенциалов между электродами, то сила тока нарастает. При некотором напряжении она достигает максимального значения, после чего перестает увеличиваться (рис.43).

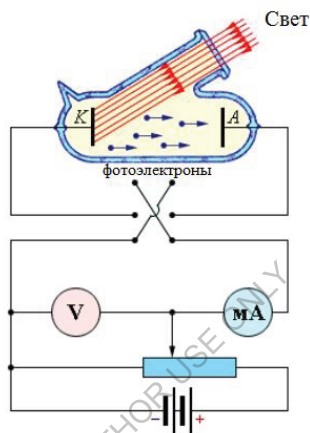


Рисунок 42 – Схема экспериментальной установки для изучения фотоэффекта

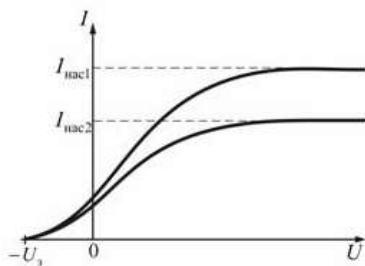


Рисунок 43 – Вольтамперная характеристика фотоэффекта

Максимальное значение силы тока называется током насыщения. Ток насыщения определяется числом электронов,

испущенных за одну секунду освещаемым электродом. Из вольтамперной характеристики фототока, приведенной на рисунке 43, видно, что сила фототока отлична от нуля и при нулевом напряжении. Это означает, что часть вырванных светом электронов достигает анода и при отсутствии напряжения. Если изменить полярность батареи, то сила тока уменьшится и при некотором напряжении U_3 (задерживающее напряжение) обратной полярности она станет равной нулю. Это значит, что электрическое поле тормозит вырванные электроны до полной остановки, а затем возвращает их на катод.

На основании опытов, выполненных Столетовым и другими учеными, были установлены следующие законы внешнего фотоэффекта.

1. Фотон насыщения пропорционален световому потоку.
2. Максимальная начальная скорость фотоэлектронов определяется частотой света и не зависит от его интенсивности.
3. Для каждого вещества существует своя «красная граница» фотоэффекта, то есть минимальная частота света, при которой еще возможен фотоэффект.

Если первый закон еще объясняется с позиции волновой теории света, то второй и третий законы никак объяснить при помощи классической физики было нельзя.

В 1905 г. Альберт Эйнштейн установил, что проблему фотоэффекта можно решить только в том случае, если серьезно отнестись к квантовой гипотезе Планка, рассмотренной в теме «Тепловое излучение», согласно которой свет излучается дискретно, квантами. Эйнштейн предположил, что свет не только испускается квантами, но и распространяется также в виде отдельных квантов. На основании этого Эйнштейн предложил количественное уравнение фотоэффекта в виде

$$h\nu = A_{\text{вых}} + \frac{m\nu^2}{2} \quad (47)$$

где ν – частота падающего света, h – постоянная Планка, $A_{\text{вых}}$ – работа выхода электрона из вещества, $\frac{m\nu^2}{2}$ – кинетическая энергия электрона при выходе из вещества.

В уравнении Эйнштейна (47) $h\nu$ представляет собой энергию кванта падающего света. Этот квант света Эйнштейн назвал фотоном.

Таким образом, энергия фотона, поглощенная электроном, расходуется на совершение работы выхода из вещества и приобретение электроном кинетической энергии.

Из уравнения Эйнштейна непосредственно видно, что скорость фотоэлектрона возрастает с увеличением частоты света и не зависит от его интенсивности (поскольку ни A , ни ν не зависят от интенсивности света). Этот вывод соответствует второму закону фотоэффекта.

Из этого уравнения вытекает и третий закон фотоэффекта. Видно, что фотоэффект прекращается при некоторой достаточно малой частоте падающего света ν_0 , когда кинетическая энергия электрона равна нулю. Это имеет место при $h\nu_0 = A$, то есть в случае, когда вся энергия фотона расходуется на совершение работы выхода электрона.

В этом случае

$$\nu_0 = \frac{A}{h} \quad (48)$$

Коэффициент ν_0 в формуле (48) представляет собой так называемую «красную границу» фотоэффекта.

Следовательно, фотоэффект произойдет для всех частот света, когда будет выполняться условие $\nu \geq \frac{A}{h}$, или в переводе для длин волн $\lambda \leq \frac{hc}{A}$, где c – скорость света в вакууме.

Значение «красной границы» зависит от рода вещества и частоты его поверхности.

Так, например, для цинка «красной границе» соответствует длина волны, соответствующая ультрафиолетовому излучению. У цезия «красная граница» располагается в инфракрасном диапазоне. Чтобы выбить электроны из платиновой пластинки, необходимо жесткое рентгеновское излучение.

7.2 Применение фотоэффекта

Замечательным свойством внешнего фотоэффекта является его безынерционность, то есть фотоэффект возникает мгновенно, что находит широкое его практическое применение в телемеханике, радиотехнике, медицине и т.д.

Благодаря фотоэффекту «заговорило» кино, проводятся сортировка и контроль изделий в промышленности, улучшились условия безопасности работ на производстве.

Необходимо отметить, что внешний фотоэффект в основном наблюдается у металлов. В полупроводниках и диэлектриках возникает внутренний фотоэффект, состоящий в переходе электронов внутри материала из валентной зоны в зону проводимости. При этом если воздействовать на полупроводник мощным лазерным излучением, можно добиться многофотонного поглощения, когда в одном акте поглощается более одного фотона. Многофотонный фотоэффект приводит к смещению «красной границы» фотоэффекта в длинноволновую часть шкалы электромагнитных волн.

Фотоэффект используется также при создании фотоэлементов – приемников излучения, преобразующих световой сигнал в электрический сигнал. Подразделяются на электровакуумные и полупроводниковые фотоэлементы (рис. 44). Они находят весьма широкое применение в технике и в научных исследованиях. Самые разные объективные оптические измерения в наше время производятся с помощью фотоэлементов. Современная фотометрия, спектрометрия и спектрофотометрия в широчайшей области спектра, спектральный анализ вещества, объективное измерение весьма слабых световых потоков, наблюдаемых, например, при изучении спектров комбинационного рассеяния света, в астрофизике, биологии широко использует фотоэлементы.

Необычайно широко используются фотоэлементы в разнообразнейших технических вопросах, в современной промышленности: контроль и управление производственными процессами, разнообразные системы связи от передачи изображения и телевидения до оптической связи на лазерах и космической техники.

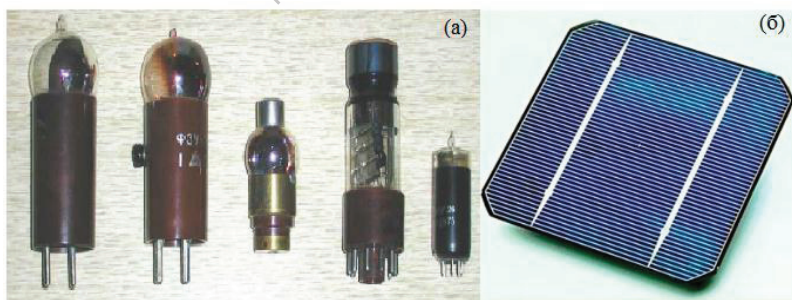


Рисунок 44 – Фотоэлементы: вакуумные (а), полупроводниковые (б)

7.3 Масса и импульс фотона.

В 1905 г. Эйнштейн получил закон взаимосвязи массы и энергии

$$E = mc^2, \quad (49)$$

где m – масса материи (частицы, системы частиц или области поля), E – ее энергия, c – скорость света в вакууме.

Этот закон применим к световому кванту – *фотону* – для определения его массы и импульса.

Так как фотон обладает энергией (44), то согласно формуле (49) следует, что он должен иметь массу

$$m_\phi = \frac{h\nu}{c^2} \quad (50)$$

Фотон движется со скоростью света, поэтому его импульс равен

$$p = m_\phi c = \frac{h\nu}{c} \quad (51)$$

Из формул (50) и (51) следует, что масса и импульс фотона меняется. С увеличением частоты излучения масса и импульс фотона возрастают.

Масса фотона крайне мала. Однако для жесткого рентгеновского излучения она сравнима с массой электрона, а для гамма-излучения даже превышает массу электрона.

Из формулы (50) также следует, что фотон не имеет массы покоя, т.е. он не существует в состоянии покоя и при рождении сразу приобретает скорость света.

7.4 Давление света. Опыты Лебедева. Волновое и квантовое объяснения давления света

Поскольку фотоны обладают импульсом, световой поток должен оказывать давление на преграды, встречающиеся на его пути. Давление электромагнитного излучения или давление света —

давление, которое оказывает световое (и вообще электромагнитное) излучение, падающее на поверхность тела. Мысль, что свет оказывает давление, высказал еще в XVII веке немецкий астроном Иоганн Кеплер, наблюдая отклонения хвостов у комет. Во второй половине XIX века Максвелл теоретически рассчитал предполагаемую величину давления света, но требовались экспериментальные доказательства этого явления.

Впервые измерить давление света удалось русскому ученому П.Н. Лебедеву в серии опытов над твердыми телами и газами (1898–1907 гг.). На рис.48 приведена схема одного из этих опытов.

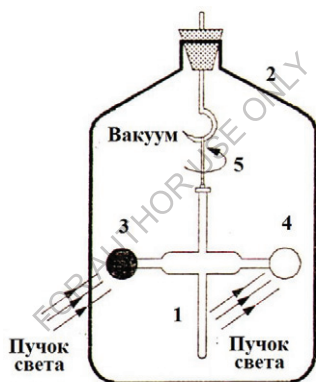


Рисунок 45 – Схема опыта П. Н. Лебедева

К стеклянной нити 1, натянутой в сосуде 2, прикреплены две легкие пластинки 3 и 4, одна из которых имеет зачерненную поверхность (поглощает свет), а другая – блестящую (отражает свет). Пластинка, на которую направляется пучок света, смещалась под действием светового давления. При этом нить закручивалась на некоторый угол, измеряющийся с помощью зрительной трубы и

зеркальца 5, прикрепленного к нити. По углу закручивания рассчитывалось давление света на данную пластинку.

Значения светового давления, полученные Лебедевым в опыте, совпали с теоретически рассчитанными значениями. Классические опыты Лебедева явились фундаментальным доказательством электромагнитной природы света.

Обсудим возникновение давления света с точки зрения двух теорий света – волновой и квантовой (корпускулярной).

Давление света по волновой теории.

Пусть электромагнитная волна падает на металл М (рис.46).

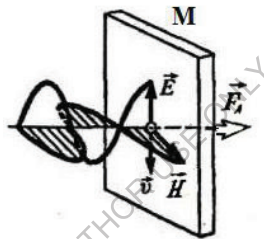


Рисунок 46 – Давление света по волновой теории

Тогда под действием электрической компоненты электроны металла будут двигаться в направлении, противоположном вектору \vec{E} со скоростью \vec{v} . Магнитная компонента \vec{H} действует на движущиеся электроны с силой Лоренца \vec{F}_L в направлении, перпендикулярном поверхности металла (ее направление может быть определено по правилу левой руки). Таким образом, световая волна оказывает давление на поверхность металла.

Давление света по квантовой теории. С точки зрения квантовой теории, давление света на поверхность объекта происходит в результате передачи светом импульса при поглощении и отражении этой поверхностью.

Направим перпендикулярно на плоскую поверхность монохроматический световой поток с частотой ν (рис.47).

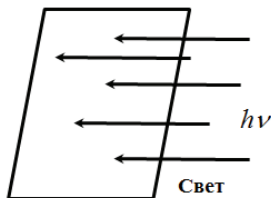


Рисунок 47 – Давление света по квантовой теории

Обозначим через Φ энергию светового потока, содержащего N фотонов, приходящихся на единицу площади поверхности за одну секунду.

Очевидно, что

$$N = \frac{\Phi}{h\nu}$$

Ввиду того, что каждый падающий на данную поверхность фотон, в соответствии с формулой (50), обладает импульсом $\frac{h\nu}{c}$, то суммарные импульсы, сообщаемые в единицу времени абсолютно поглощающей и абсолютно отражающей единичным поверхностям, равны соответственно:

$$P_{\text{пол}} = N \frac{h\nu}{c} = \frac{\Phi}{c} \quad (52)$$

$$P_{\text{отр}} = 2N \frac{h\nu}{c} = \frac{2\Phi}{c} \quad (53)$$

Коэффициент «2» в формуле (53) возник в связи с тем, что импульсы падающего и отраженного фотонов имеют противоположные знаки и поэтому складываются.

Так как импульс, сообщаемый в единицу времени единичной поверхностью, есть давление на эту поверхность, то формулы (52) и (53) представляют собой давление света соответственно на полностью поглощающую и полностью отражающую поверхности.

В общем случае можно определить величину давления света на поверхность, характеризуемую некоторым коэффициентом отражения R . В этом случае из общего числа N падающих фотонов поглощается $(1 - R)N$, отражается RN фотонов. Давление, оказываемое на поверхность, в этом случае равно

$$P = (1 - R)N \frac{h\nu}{c} + RN2 \frac{h\nu}{c} (1 + R) = \frac{\Phi}{c} (1 + R) \quad (54)$$

Из формулы (54) можно как частный случай (при $R = 0$ и $R = 1$) можно получить формулы (52) и (53).

Следовательно, существование светового давления может быть объяснено как с точки зрения волновой, так и с точки зрения квантовой (корпускулярной).

Хотя световое давление очень мало в обычных условиях ($P \approx 10^{-6} - 10^{-7}$ Па), его действие тем не менее может оказаться существенным при определенных условиях. Так, например, внутри звезд при температуре в несколько десятков миллионов градусов давление электромагнитного излучения достигает громадной величины. Это давление наряду с гравитационными силами играет существенную роль во внутризвездных процессах.

7.5 Эффект Комптона

Исследуя в 1922 году рассеяние рентгеновских лучей, американский ученый Артур Комптон пришел к открытию, известному теперь под названием *эффект Комптона*.

Схема опыта Комптона показана на рисунке 48.

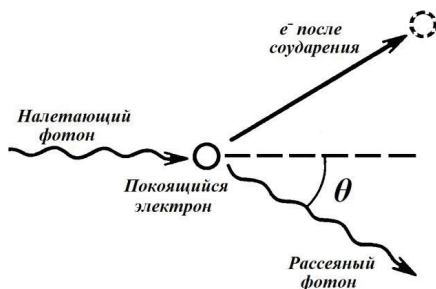


Рисунок 48 – Схема опыта Комптона

Фотон (налетающий фотон), имеющий энергию $h\nu_0$, сталкиваясь с электроном e (покоящийся электрон), передает ему часть своей энергии. В результате электрон отскакивает в сторону, а фотон изменяет направление своего движения (рассеивается). Очевидно, что энергия рассеянного фотона $h\nu < h\nu_0$ (поскольку часть энергии фотон передал электрону). Следовательно, $\nu < \nu_0$, или $\lambda > \lambda_0$ – длины волн рассеянного и падающего фотонов.

С помощью этого опыта Комптоном было установлено, что при рассеянии рентгеновских лучей наблюдается увеличение длины волны $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$. Опыт показал, что

$$\Delta\lambda = 2K \sin^2 \frac{\Theta}{2}, \quad (55)$$

где K – постоянная Комптона, найденная опытным путем.

При рентгеновском облучении вещества, содержащего свободные или слабо связанные электроны, происходит рассеяние рентгеновских лучей, сопровождающееся увеличением длины волны рассеянного излучения.

Объясняется это явление на основе квантовой теории при предположении, что столкновение фотона со свободными электронами упругое (как в случае бильярдного соударения шаров). В нашем случае законы сохранения энергии и импульса примут вид

$$h\nu_0 = h\nu + mc^2$$

$$\frac{h\nu_0}{c} = \frac{h\nu}{c} + m\bar{v} \quad (56)$$

где m – масса покоящегося электрона, \bar{v} - его скорость.

Если произвести соответствующие преобразования формул (56) и перейти от частоты к длине волны света, принимая во внимание, что

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}$$

где m_0 – масса покоящегося электрона, то

$$\Delta\lambda = \frac{2h}{m_0c} \sin^2 \frac{\Theta}{2} \quad (57)$$

Соотношение (57) показывает, что увеличение длины волны при рассеянии не зависит от длины волны падающего света, а зависит только от угла рассеяния фотона.

Сравнивая формулы (55) и (57), можно утверждать, что

$$K = \frac{h}{m_0c} - \text{постоянная Комптона}$$

Или, подставляя численные значения h , m_0 , c , получаем $K \approx 2,4 \cdot 10^{-12}$ м, т.е. чем меньше λ , тем отчетливее будет проявляться квантовый характер рассеяния.

ПРИМЕРЫ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ

Пример 7. В результате эффекта Комптона фотон при соударении с электроном был рассеян на угол $\Theta = 90^\circ$. Энергия рассеянного фотона $E_2 = 0,4$ МэВ. Определить энергию фотона E_1 до рассеяния.

Решение. Для определения энергии первичного фотона воспользуемся формулой Комптона:

$$\Delta\lambda = \frac{2h}{m_0c} \sin^2 \frac{\Theta}{2} \quad (1)$$

где $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ – изменение длины волны фотона в результате рассеяния на свободном электроне; h – постоянная Планка, m_0 – масса покоя электрона; c – скорость света в вакууме.

Преобразуем формулу (1), учитывая $\varepsilon = \frac{hc}{\lambda}$

Умножим числитель и знаменатель правой части формулы на c , получим

$$\frac{hc}{E_2} - \frac{hc}{E_1} = \frac{h}{m_0c} 2 \sin^2 \frac{\Theta}{2}$$

Сократим на hc и выразим из этой формулы искомую энергию:

$$E_1 = \frac{E_2 m_0 c^2}{m_0 c^2 - E_2 2 \sin^2(\Theta/2)} = \frac{E_2 E_0}{E_0 - 2E_2 \sin^2(\Theta/2)}$$

где $E_0 = m_0 c^2$ – энергия покоя электрона. Проведем вычисления для удобства во внесистемных единицах.

$$E_1 = \frac{0,4 \cdot 0,511}{0,511 - 2 \cdot 0,4 \cdot \sin^2(90^\circ/2)} = 1,85 \text{ МэВ}$$

ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОПРОВЕРКИ И САМОПОДГОТОВКИ

1. Что такое фотоэффект? Чем отличается внешний фотоэффект от внутреннего?
2. Что такое «красная граница» фотоэффекта? Приведите примеры.
3. Расскажите о практическом использовании фотоэффекта

4. Как с помощью уравнения Эйнштейна объяснить законы фотоэффекта?
5. Как из опытов по фотоэффекту определяется постоянная Планка?
6. Что такое фотон?
7. Как меняется масса фотона?
8. Объяснить давление света с позиций волновой и квантовой теорий света.
9. В чем заключается эффект Комптона?

8. Основы квантовой механики

Квантовая механика это фундаментальная физическая теория, описывающая физические явления, действие в которых сравнимо по величине с постоянной Планка. В квантовой механике определены способы описания и законы движения микрочастиц (молекул, атомов, атомных ядер, частиц) во внешних полях. Квантовая механика также способна описывать: поведение электронов, фотонов, а также других элементарных частиц, однако более точное релятивистски инвариантное описание превращений элементарных частиц строится в рамках квантовой теории поля. Квантовая механика включает в себя классическую механику как частный случай, реализующийся для макрообъектов, когда физическое действие системы становится намного больше постоянной Планка. Основными понятиями квантовой кинематики являются понятия наблюдаемой и состояния.

Физической основой квантовой механики является корпускулярно-волновой дуализм, согласно которому любому материальному объекту – частице или волне – присущи как волновые, так и корпускулярные свойства.

8.1 *Двойственная корпускулярно – волновая природа света*

Рассмотрев основные оптические явления, можно утверждать о справедливости либо корпускулярных (квантовых), либо волновых представлений о природе света. Возникает вопрос: что же такое свет? «Неужели мы должны считать свет состоящим из корпускул в понедельник, вторник и среду, пока мы проделываем опыты с фотоэффектом и эффектом Комптона, и представлять его волнами в четверг, пятницу и субботу, когда мы работаем с явлением дифракции и интерференции?» Этот вопрос, поставленный в такой форме английскими физиками отцом и сыном Брэггами, можно сформулировать иначе: что представляет собой свет – непрерывные волны, излучаемые источником, или поток дискретных фотонов, беспорядочно испускаемых источником?

Необходимость приписывать свету, с одной стороны, квантовые (корпускулярные) свойства, а с другой стороны, – волновые может создать впечатление несовершенства наших знаний о природе света. Однако созданная в XX веке квантовая электродинамика показала ошибочность попытки противопоставить друг другу волновые и квантовые свойства света. Свойства непрерывности, характерные для электромагнитного поля, не исключают свойств дискретности, характерных для световых квантов – фотонов. *Свет диалектическое единство противоположных свойств: одновременно обладает свойствами непрерывных электромагнитных волн и свойствами дискретных фотонов.* Он представляет собой диалектическое единство этих противоположных свойств. Однако в проявлении этих противоположных свойств света имеется вполне определенная закономерность: с уменьшением длины волны (увеличением частоты излучения) все более отчетливо проявляются квантовые свойства света. С этим связано, например, существование «красной границы» для фотоэффекта или дифракция рентгеновских лучей. Только после

того как в качестве дифракционной решетки была использована кристаллическая решетка твердых тел, удалось обнаружить волновые свойства (дифракцию) рентгеновских лучей. Наоборот, у длинноволнового излучения квантовые свойства проявляются в малой степени, и основную роль играют его волновые свойства. Именно поэтому большая группа оптических явлений (интерференция, дифракция, поляризация) получает свое исчерпывающее объяснение в волновой оптике.

Таким образом, если «перемещаться» по шкале электромагнитных волн от длинных волн в сторону более коротких, то волновые свойства электромагнитного излучения будут уступать постепенно место все более отчетливо проявляющимся квантовым свойствам.

Фотоны качественно отличаются от световых корпускул Ньютона, т.к. фотон обладает не только корпускулярными, но и волновыми характеристиками. Можно говорить лишь о вероятностях попадания каждого фотона в различные точки экрана. Поэтому создание квантовой теории света отнюдь не означает возврат к механистической корпускулярной теории Ньютона, а диалектический переход корпускулярной теории на более высокий уровень нашего мировоззрения.

8.2 *Волновые свойства вещества. Формула де Бройля. Дифракция электронов*

В 1923 г. французский физик Луи де Бройль пришел к заключению, что если свет обладает как волновыми, так и корпускулярными свойствами, то двойственную природу должны иметь и материальные частицы, и само вещество в целом. Иными словами, любой частице вещества массой m , движущейся со

скоростью v , можно сопоставить волновой процесс, причем длина волны должна определяться из формулы (51)

$$p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} \Rightarrow$$
$$\lambda = \frac{h}{p} \quad (58)$$

где p – импульс частицы; h – постоянная Планка.

Подставляя в формулу (58) выражение импульса $p = mv$, получим

$$\lambda = \frac{h}{mv} \quad (59)$$

Формула (59) называется *формулой де Бройля*. Таким образом, *движение частицы* сопровождается, или, точнее, *определяется, особыми волнами, которые названы волнами де Бройля*.

Волны де Бройля в принципе сопутствуют движению и любых макроскопических тел. Однако, в этом случае длины этих волн весьма малы, т.к. импульс макротел в силу большой их массы всегда велик. Например, для теннисного мяча массой 100 г, летящего со скоростью 20 м/с, $\lambda = 3,31 \cdot 10^{-34}$ м. Для электрона же, прошедшего разность потенциалов 10000 В, длина волны де Бройля значительно больше и равна $1,23 \cdot 10^{-11}$ м.

Опытное подтверждение гипотезы де Бройля о существовании волновых свойств частиц вещества было впервые получено в работах американских физиков Клинтон Дэвиссона и Лестера Джермера (1927 г.), наблюдавших дифракцию (рассеяние) электронов монокристаллом никеля (рис.49).

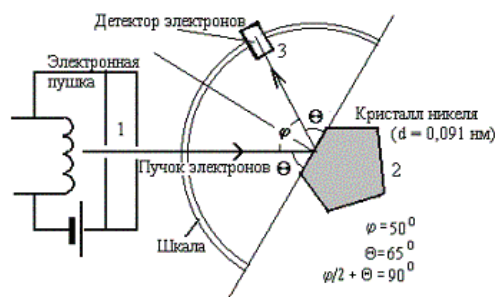


Рисунок 49 – Схема установки опыта Клинтона Дэвиссона и Лестера Джермера

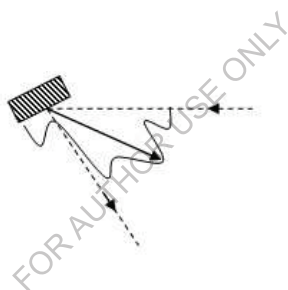


Рисунок 50 – отраженные от поверхности монокристалла электроны

В источнике электронов – электронной пушке 1, которая нагревалась, создавая тем самым пучок электронов. Этот пучок направлялся на заземленный монокристалл никеля 2 и отражался от него. Подвижный приемник электронов 3 вращался вокруг этой оси и регистрировал электроны, отраженные монокристаллом никеля в разных направлениях рисунка. При этом нарушались законы геометрической оптики: при заданном угле падения электроны отражались от поверхности монокристалла под различными углами (рис.50).

В этих опытах было установлено два замечательных факта.

1. При изменении угла падения электронов данной скорости отражение имеет резко выраженный максимум при углах падения, удовлетворяющих условию Вульфа-Брэгга, полученному ранее для отражения рентгеновских лучей от кристаллов, – формула (34).

2. При заданном угле падения и изменения скорости электронов (что достигалось изменением анодного напряжения, ускоряющего электроны) интенсивность отраженного пучка периодически изменялась. Причем эта закономерность напоминала закономерность, наблюдаемую при отражении рентгеновских волн различной длины от кристалла при неизменном угле падения.

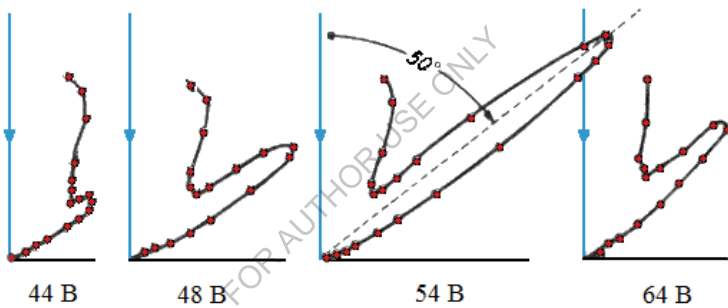


Рисунок 51 – экспериментальная кривая зависимости интенсивности от ускоряющего напряжения

В опыте Дэвиссона и Джермера при «отражении» электронов от поверхности кристалла никеля при определённых углах отражения возникали максимумы. Как видно из рисунка 51, экспериментальная кривая зависимости интенсивности от ускоряющего напряжения имеет несколько максимумов, равностоящих друг от друга.

Эти максимумы отражённых пучков электронов соответствовали формуле $2d \sin \Theta = n\lambda$, и их появление не могло быть объяснено никаким другим путём, кроме как на основе

представлений о волнах и их дифракции. Таким образом, волновые свойства частиц – электронов – были доказаны экспериментом.

При более высоких ускоряющих электрических напряжениях (десятках кВ) электроны приобретают достаточную кинетическую энергию, чтобы проникать сквозь тонкие плёнки вещества (толщиной порядка 10^{-5} см, т. е. тысячи Å). Тогда возникает так называемая дифракция быстрых электронов на прохождение, которую на поликристаллических плёнках алюминия и золота впервые в 1927 г. исследовали английский учёный Дж. Дж. Томсон и, независимо от него, советский физик П. С. Тартаковский.

В 1949 г. советские ученые Л.М. Биберман, Н.Г. Сушкин, В.А. Фабрикант поставили такой же опыт, но интенсивность электронного пучка была настолько слабой, что электроны проходили через прибор практически поодиночке. Однако картина после длительной экспозиции была точно такой же. Т.е. было доказано, что волновыми свойствами обладает каждый отдельный электрон.

Таким образом, теория де Бройля была экспериментально подтверждена. В настоящее время во многих физических лабораториях можно встретить специальные приборы – электронографы и нейтронографы, предназначенные для исследования структуры вещества на основании дифракции электронов и нейтронов.

8.3 Соотношение неопределенностей. Границы применимости классической механики

Как следует из современных представлений, микрочастицы и свет в одних условиях проявляют свои волновые свойства, в других же ведут себя, как корпускулы. Одновременное существование столь различных свойств у частиц не может быть объяснено в рамках классической механики. Так, в классической механике для

движущегося тела или материальной точки всегда можно одновременно точно определить и скорость, и координаты и тем самым рассчитать траекторию движения. И поэтому основная задача классической механики заключается в определении положения тела в любой момент времени. Для микрочастиц же, ввиду их волновых свойств, одновременные значения координат и скорости (а также импульса) частицы не существуют. Если скорость (или импульс) частицы имеет определенное значение, то местоположение ее (т.е. координаты) не может точно определено, и наоборот. Это положение было впервые сформулировано немецким физиком Вернером Гейзенбергом (1927 г.) в виде так называемого *соотношения неопределенностей*. То есть произведение неопределенности ΔP_x в импульсе на неопределенность в координате ΔX не может быть меньше постоянной Планка h , деленной на 2π :

$$\Delta P_x \cdot \Delta X \geq \frac{h}{2\pi} \quad (60)$$

Принято правую часть неравенства (60) выражать в виде приведенной постоянной Планка \hbar (постоянная Дирака) Применение этого обозначения упрощает многие формулы квантовой механики, таким образом, $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,05 \cdot 10^{-34}$ Дж·с. Следовательно

$$\Delta P \cdot \Delta X \geq \hbar \quad (61)$$

Разделив почленно формулу (61) на массу частицу, можно получить другое выражение соотношения неопределенностей

$$\Delta v_x \cdot \Delta X \geq \frac{\hbar}{m} \quad (62)$$

согласно которому, чем точнее определена скорость частицы вдоль оси X (т.е. чем меньше Δv_x), тем больше неопределенность ее координаты, т.е. тем больше ΔX .

Квантовая теория приводит также к соотношению неопределенностей для энергии E и времени t :

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar \quad (63)$$

Здесь Δt представляет собой время, в течение которого микрочастица обладает энергией $E \pm \Delta E$. Например, атом на самом низком энергетическом уровне может пребывать сколь угодно долго ($\Delta t = \infty$), поэтому энергия этого состояния вполне определенная: $\Delta E = 0$. Но в более высоком энергетическом состоянии атом пребывает весьма недолго. Таким образом, энергия может быть известна лишь с точностью до ΔE . Величина ΔE определяется временем Δt жизни атома в вынужденном состоянии.

Соотношения (61), (62), (63) устраняют противоречие «волна–частица» и являются существенной частью квантовой теории. Ограничения, налагаемые ими, нисколько не зависят от точности приборов, которыми мы пользуемся при наблюдениях. Эти неопределенности обусловлены не грубостью приборов, а самой природой изучаемых тел и частиц.

Для иллюстрации рассмотрим несколько примеров:

1. Допустим, что у летящей дробинки с массой 0,1 г скорость определена с очень высокой точностью, допустим, $\Delta v_x = 10^{-8}$ м/с. Выясним, какова при этом будет неопределенность в ее координате. Из соотношения (61) следует, что $\Delta X = 10^{-29}$ м, т.е. практически положение дробинки будет определено точно. Следовательно, для тел с большой массой соотношение Гейзенберга не имеет практического значения. Для этих тел, согласно положениям классической механики, можно считать возможным одновременное задание координат и скоростей и, следовательно, возможно вычисление траектории движения.

2. Допустим, что пучок электронов движется вдоль электронно-лучевой трубки со скоростью $\Delta v_x = 10^6$ м/с, и эта скорость определена с точностью 0,01%, т.е. $\Delta v_x = 100$ м/с. Соотношение (61) позволяет определить неопределенность в координате электронов пучка $\Delta X \approx 10^{-6}$ м. Столь малое значение ΔX показывает, что координаты электронов могут быть определены с достаточно высокой степенью точности, и поэтому понятие траектории движения в трубке будет иметь смысл. Следовательно, поведение электронов в электронно-лучевой трубке можно описывать в рамках классической механики.

3. Рассмотрим теперь движение электронов в атоме. Размеры атома имеют порядок 10^{-10} м. Полагая, что в атоме электроны вращаются вокруг ядра со скоростью 10^6 м/с, а точность определения скорости та же самая, как в примере 2, можно найти, что неопределенность определения координаты электрона составит 10^{-6} м, что больше размера атома. Поэтому бессмысленно одновременно указывать и скорость электрона в атоме, и его траекторию (орбиту). Нельзя и сам электрон внутри атома представлять себе в виде обычной частицы. Он будет обладать достаточными волновыми свойствами.

Приведенные примеры наглядно показывают границы применимости классической механики – ими является уровень атома.

8.4 *Квантовая механика и ее основная величина – волновая функция*

Если при описании поведения микроскопических тел справедлива механика Ньютона, т.е. классическая механика, то при описании микромира требуется другой, более общий подход, который был развит в 20-х годах XX века целой группой ученых и получивший название квантовой механики.

Основное различие между классической и квантовой механикой заключается именно в том, что они описывают. Классическая механика имеет дело с движением частицы под действием приложенных сил, и она считает само собой разумеющимся, что величины, характеризующие положение частицы, скорость и ускорение, поддаются измерению. Это допущение справедливо для нашего повседневного опыта, и классическая механика правильно описывает поведение движущихся тел.

Квантовая механика также дает нам соотношение между наблюдаемыми величинами, но из-за соотношения неопределенностей, действующего в микромире, здесь меняется смысл понятия «наблюдаемая величина».

Согласно этому соотношению нельзя одновременно точно измерить положение и импульс частицы, в то время как по классической механике эти величины в любое мгновение имеют вполне определенные, поддающиеся измерению, значения. Величины, с которыми имеет дело квантовая механика, являются вероятностями. Например, по квантовой механике, нельзя точно определить радиусы электронных орбит в атомах, а можно лишь говорить о наиболее вероятных значениях этих радиусов.

На первый взгляд, может показаться, что квантовая механика является «бледной тенью» классической механики, но при более внимательном рассмотрении обнаруживается поразительный факт: классическая механика – всего лишь приближенное изложение квантовой механики. В микромире классический подход неприменим.

В связи с этим при квантовомеханическом описании систем необходимо ввести новую физическую величину, которая должна характеризовать вероятность нахождения частицы в пространстве в какой-нибудь момент времени. Эта величина должна быть связана с волнами де Бройля, т.к. любым частицам в микромире присущи

волновые свойства. Такая физическая величина была названа *волновой функцией* и обозначена греческой буквой Ψ (пси). Волновая функция является функцией координат частицы и времени, т.е. $\Psi = f(x, y, z, t)$.

Надо отметить, что волновая функция сама по себе не имеет наглядного физического смысла, а представляет собой просто математический символ. Физический смысл имеет квадрат ее абсолютного значения. Поясним это положение.

Вероятность нахождения какого-либо объекта в каком-нибудь месте в определенный момент времени может иметь любое значение, лежащее между двумя пределами: нулем, соответствующим несомненному отсутствию этого объекта, и единицей, соответствующей несомненному его присутствию. Например, вероятность, равная 0.1, означает 10% возможности обнаружения объекта. Но амплитуда любой волны может принимать как положительное, так и отрицательное значение, а отрицательная вероятность не имеет смысла.

Таким образом, сама волновая функция Ψ не может быть наблюдаемой величиной. Однако это возражение не относится к $|\Psi|^2$ – квадрату абсолютного значения волновой функции. По этой причине величина $|\Psi|^2$ называется плотностью вероятности.

Итак, *физический смысл имеет квадрат абсолютного значения волновой функции $|\Psi|^2$, который описывает вероятность экспериментального обнаружения тела в данной точке пространства в данный момент времени.*

Большое значение $|\Psi|^2$ означает высокую вероятность присутствия тела, а небольшое значение $|\Psi|^2$ отвечает малой вероятности его присутствия в рассматриваемой точке. В этом заключается *статистический смысл* волновой функции.

Задачей квантовой механики является нахождение волновой функции частицы, свободное движение которой ограничено действием внешних сил. При этом для волновой функции должны удовлетворяться следующие условия:

1. *Условие нормировки.* Поскольку значение $|\Psi|^2$, вычисленное в некоторой точке, пропорционально вероятности обнаружения частицы, то интеграл от $|\Psi|^2$ всему пространству V должен быть конечным, т.к. в любом случае частица должна где-то находиться

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi|^2 dV = 1$$

Это конечное значение равно единице, т.к. максимальная вероятность (достоверность) в теории вероятностей равна единице.

2. *Условие однозначности.* Волновая функция должна быть однозначна, поскольку вероятность может иметь только одно значение в каждой точке пространства в определенный момент времени.

3. *Условие непрерывности.* Сама волновая функция и ее производные должны быть непрерывны во всех во всех точках пространства.

8.5 Уравнение Шрёдингера

В классической механике движение тела и материальной точки описывается вторым законом Ньютона. Однако для микромира этот закон будет неприемлем, т.к. микрочастицы обладают не только корпускулярными, но и волновыми свойствами.

Поэтому для описания движения микрочастиц необходимо ввести такое уравнение, которое бы учитывало волновые свойства вещества. Это уравнение было найдено австрийским физиком

Эрвином Шрёдингером в конце 20-х годов XX века и носит его имя. К его виду можно прийти с помощью различных рассуждений. Рассмотрим одно из них.

Из курса дифференциальных уравнений известно, что любое волновое движение для одномерного случая описывается уравнением вида

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial^2 f}{\partial t^2},$$

где f – функция, x – координата, t – время, v – скорость волны в данной среде.

Поэтому и волновая функция должна подчиняться уравнению такого типа, т.е.

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} \quad (64)$$

Волновая функция в формуле (64) может быть представлена в виде любой гармонической функции. Например, в виде уравнения волны, т.е.

$$\Psi = A \sin 2\pi \left(\nu t - \frac{r}{\lambda} \right),$$

где ν – частота колебаний, λ – длина волны, r – расстояние между источником колебаний и рассматриваемой точкой.

Продифференцируем волновую функцию Ψ дважды по времени t и подставим этот результат в формулу (64).

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} &= -4\pi^2 \nu^2 A \sin 2\pi(\nu t - r/\lambda) = -4\pi^2 \nu^2 \Psi \\ \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{4\pi^2 \nu^2}{v^2} \Psi &= 0 \end{aligned} \quad (65)$$

В формуле (65) $\frac{\nu}{v} = \lambda$. Тогда $\frac{\nu^2}{v^2} = \frac{1}{\lambda^2}$.

По формуле де Бройля (58) $\lambda = \frac{h}{mv}$. Поэтому

$$\frac{v^2}{v^2} = \frac{m^2 v^2}{h^2}$$

$$\text{Далее } m^2 v^2 = 2m \frac{mv^2}{2} = 2mE_k = 2m(E - U(x, y, z, t)),$$

где m – масса частицы, E – полная энергия частицы, $U(x, y, z, t)$ – ее потенциальная энергия.

Подставляя эти выражения в формулу (65), получим

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E - U(x, y, z, t)) \Psi = 0$$

Или, введя приведенную постоянную Планка $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, получим

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \Psi = 0 \quad (65)$$

В случае движения частицы по любому направлению (т.е. для трехмерного случая) уравнение (65) примет вид

$$\Delta \Psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \Psi = 0 \quad (66)$$

где $\Delta \Psi = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2}$ – оператор Лапласа (лапласиан).

Уравнение (66) представляет собой уравнение Шрёдингера для стационарного состояния, т.е. когда потенциальная энергия частицы не зависит явным образом от времени, а зависит только от положения частицы, т.е. ее координат.

В дальнейшем мы ограничимся только стационарными состояниями. Дифференциальные уравнения с частными производными второго порядка, в том числе и уравнение Шрёдингера, имеют бесконечное количество решений. Чтобы найти необходимое частное решение, нужно на искомую функцию наложить дополнительные условия, соответствующие конкретной задаче.

Таким образом, уравнение Шрёдингера является основным уравнением квантовой механики, подобно тому, как второй закон Ньютона является основным законом в классической механике.

ПРИМЕРЫ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ

Пример 8. Чему равна длина волны де Бройля электрона при скорости $7,3 \cdot 10^6$ м/с?

Решение. Масса электрона $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг. Тогда, согласно формуле

$$\text{де Бройля } \lambda = \frac{h}{m_e v} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 7,3 \cdot 10^6} = 10^{-10} \text{ м}$$

ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОПРОВЕРКИ И САМОПОДГОТОВКИ

1. Что изучает квантовая механика?
2. Каковы границы применимости классической и квантовой механики? Привести примеры.
3. Что представляют собой волны де Бройля?
4. Назовите эксперименты, подтвердившие теорию де Бройля
5. Назовите соотношения неопределенностей Гейзенберга
6. Охарактеризовать понятие волновой функции и квадрата ее абсолютного значения.

9. Некоторые приложения квантовой механики

Уравнение Шрёдингера позволяет решать различные прикладные задачи по поведению микрочастиц. Рассмотрим несколько наиболее типичных из них.

9.1. Свободная частица

При свободном движении частицы ее потенциальная энергия не изменяется, а скорость постоянна. Направим ось вдоль вектора скорости (рис.52) и положим $U = \text{const} = 0$.

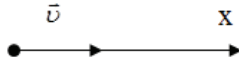


Рисунок 51 – Движение частицы

Тогда в уравнении Шрёдингера (65) можно заменить частную производную на обычную, т.к. волновая функция зависит только от одной координаты. Уравнение примет вид

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \Psi = 0$$

Введем волновое число $k = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}$

Тогда

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + k^2 \Psi = 0$$

Данное уравнение является однородным дифференциальным уравнением второго порядка, а из курса дифференциальных уравнений следует, что решением такого уравнения будет функция

$$\Psi(x) = A \sin kx + B \cos kx$$

где A и B – постоянные.

Данное уравнение называется уравнением бегущей волны и представляет собой суперпозицию двух плоских монохроматических волн одинаковой частоты, распространяющихся одна в положительном направлении оси x с амплитудой A , другая – в противоположном направлении с амплитудой B .

Таким образом, свободной частице в квантовой механике сопоставляется плоская монохроматическая волна де Бройля.

9.2. Частица в одномерной прямоугольной потенциальной яме.

Квантование энергии и импульса частицы

Этот случай соответствует реальному движению электронов проводимости внутри металла.

В классической электронной теории считается, что вне металла потенциальная энергия электрона равна нулю, а внутри металла она отрицательная и численно равна работе выхода электрона из металла. Иными словами, считается, что движение электронов ограничено потенциальным барьером прямоугольной формы с плоским дном, т.е. полагается, что электроны находятся как бы в потенциальной яме.

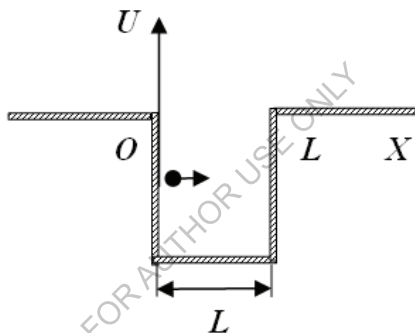


Рисунок 53 – Частица в однородной прямоугольной «потенциальной яме»

Пусть частица движется вдоль оси X внутри потенциальной ямы (рис.53).

В точках $X = 0$ и $X = L$ ее движение ограничено абсолютно твердыми стенками. При столкновении с такими стенками частица не теряет энергии и поэтому ее полная энергия остается постоянной. Потенциальную энергию можно положить равной нулю по тем же соображениям, что и для одной частицы.

Стационарное уравнение Шрёдингера внутри потенциальной ямы будет иметь вид

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + k^2 \Psi = 0,$$

где $k = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}$.

Это уравнение имеет периодическое решение

$$\Psi(x) = A \sin kx + B \cos kx \quad (67)$$

где A и B – постоянные.

То есть решение (67) ничем не отличается от случая свободной частицы.

Однако в дальнейшем необходимо учесть граничные условия, накладываемые на волновую функцию в потенциальной яме, т.е.

$$\Psi = 0 \Big|_{x=0}^{x=L}$$

Так как $\cos 0 = 1$, то второе слагаемое в формуле (67) нужно отбросить, и решение примет вид

$$\Psi(x) = A \sin kx \quad (68)$$

В формуле (68) $A \neq 0$. Поэтому

$$\sin kx = 0 \Big|_{x=0}^{x=L} \quad (69)$$

Условие (69) выполняется при $kL = \pi, 2\pi, \dots, n\pi$, где $n = 1, 2, 3, \dots$ Или

$$\frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} L = n\pi$$

Преобразование этого выражения относительно энергии приводит к виду

$$E = \frac{n^2 \pi^2 \hbar^2}{2mL^2} \quad (70)$$

где L – ширина потенциальной ямы.

Следовательно, частица в потенциальной яме принимает не любые, а определенные дискретные значения энергии, т.е. энергия квантуется.

Число n в формуле (70) называется *квантовым числом*.

Существенен тот факт, что электрон не может иметь нулевую энергию. Если бы энергия электрона была равна нулю, то его волновая функция всюду была бы равна нулю, что в свою очередь, означает, что электрон не может находиться в потенциальной яме. Этот факт, а также ограничение возможных значений энергии дискретными уровнями, является квантовомеханическим явлением, не имеющим аналога в классической механике, где энергия может принимать любые значения, в том числе и равные нулю.

На рисунке 54 приведены энергетические уровни электрона в потенциальной яме, соответствующие формуле (70).

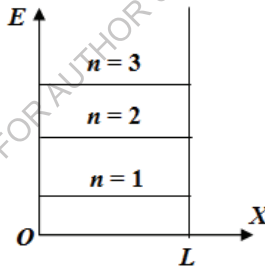


Рисунок 54 – Энергетические уровни электрона в «потенциальной яме»

Помимо энергии подчиняется квантованию и импульс частицы. Убедимся в этом. Кинетическая энергия частицы массой m , движущейся со скоростью v , равна $E_k = E = \frac{mv^2}{2}$. Импульс $p = mv$.

Поэтому

$$v = \frac{p}{m}, v^2 = \frac{p^2}{m^2} \Rightarrow E = \frac{p^2}{2m}$$

$$p = \pm \sqrt{2mE} = \pm \sqrt{\frac{2mn^2\pi^2\hbar^2}{2mL^2}} = \pm \frac{n\pi\hbar}{L}$$

То есть

$$p = \pm \frac{n\pi\hbar}{L} \quad (71)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$

Из формулы (71) следует, что импульс частицы квантуется, т.е. имеет определенные дискретные значения.

Для макротел квантование энергии и импульса не заметны, т.к. допустимые их уровни расположены настолько близко, что их никак нельзя различить. Поэтому в повседневной жизни квантовые эффекты незаметны, чем и объясняются успехи классической механики Ньютона. В микромире это различие существенно.

9.3. *Линейный гармонический осциллятор*

Гармонические колебания имеют место в том случае, когда какая-либо система периодически колеблется около положения равновесия. Такой системой может быть любой предмет, подвешенный на колеблющейся пружине: тело, плавающее в жидкости; двухатомная энергия; атом (ион) в кристаллической решетке и т.д. Такие системы называются осцилляторами, и их рассмотрение имеет важное практическое значение.

Рассмотрим случай простых гармонических колебаний, когда возвращающая сила, действующая на частицу массой m , линейна, т.е. сила подчиняется закону Гука

$$F = -kx,$$

где k – модуль упругости, x – смещение частицы от положения равновесия.

Потенциальная энергия такого линейного гармонического осциллятора равна

$$U = \frac{kx^2}{2} \quad (72)$$

В квантовой механике задача о колебаниях осциллятора должна быть решена с помощью уравнения Шрёдингера (65), которое для нашего случая примет вид

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\Psi = 0$$

Подставив в него выражение для потенциальной энергии (72), получим

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E - \frac{kx^2}{2} \right) \Psi = 0$$

Это уравнение можно записать в более простой форме, вводя безразмерные параметры

$$y = \left(\frac{1}{\hbar} \sqrt{km} \right)^{1/2} x = \frac{\sqrt{2\pi m \nu}}{\hbar} x$$

$$\alpha = \frac{2E}{\hbar} \sqrt{\frac{m}{k}} = \frac{2E}{h\nu} \quad (73)$$

где ν – частота колебаний, равная $\frac{\sqrt{k/m}}{2\pi}$; h – постоянная Планка.

То есть

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + (\alpha - y^2)\Psi = 0 \quad (74)$$

Анализ уравнения (74) с учетом нормировки волновой функции (п.2.3) приводит к соотношению

$$\alpha = 2n + 1 \quad (n = 0, 1, 2, \dots), \quad (75)$$

которое будет представлять собой необходимые и достаточные условия для решения нашей задачи.

Объединив формулы (73) и (75), получим

$$E = \left(n + \frac{1}{2} \right) h\nu$$

Таким образом, энергия гармонического осциллятора квантована с шагом $h\nu$. При этом уровни его энергии расположены на одинаковом расстоянии друг от друга (рис.55) в отличие от случая прямоугольной потенциальной ямы (рис.54).

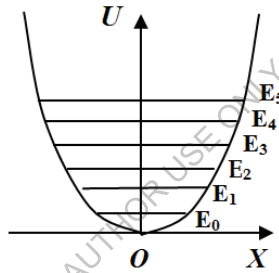


Рисунок 55 – Уровни энергии гармонического осциллятора

Видно, что минимальное значение, которое может иметь осциллятор, соответствует $n = 0$ и равно $E_0 = \frac{h\nu}{2}$. Это значение называется нулевой энергией. Следовательно, по квантовой теории, при абсолютном нуле энергия осциллятора не равна нулю, тогда как по классической физике при $0K$ колебания должны «замораживаться».

Наличие нулевой энергии $E_0 = \frac{h\nu}{2}$ нашло свое экспериментальное подтверждение в явлении рассеяния света кристаллами при сверхнизких температурах. Результаты опытов показывают, что и при $T \rightarrow 0K$ у атомов сохраняются некоторые нулевые колебания, на которых и происходит рассеяние света.

9.4. Прохождение частицы сквозь потенциальный барьер (туннельный эффект)

Допустим, что область, где может двигаться микрочастица, разделена на две части потенциальным барьером. Таково, например, движение электрона при переходе его из металла в вакуум или воздух при эмиссионных явлениях или фотоэффекте. На границе металл – среда электрон встречает потенциальный барьер, преодоление которого связано с совершением работы выхода. Схематично это изображено на рисунке 56.

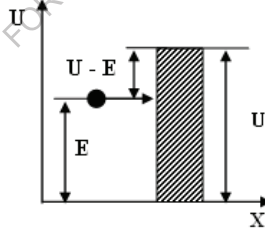


Рисунок 56 – Потенциальный барьер (туннельный эффект)

Если обычная (классическая) частица имеет энергию E и находится либо справа, либо слева от барьера, то она не сможет пройти через этот барьер. Волновая картина движения микрочастицы приводит в этом случае к другому результату.

Квантовая механика приводит к выводу о возможности прохождения («просачивания») частиц сквозь потенциальный барьер. Это явление называется туннельным эффектом.

Для описания туннельного эффекта вводится понятие прозрачности потенциального барьера

$$D = \frac{I_{np}}{I_{над}},$$

где I_{np} , $I_{над}$ – интенсивности соответственно прошедшей сквозь барьер и падающей на барьер волны.

Эту величину можно рассматривать как вероятность прохождения волн де Бройля сквозь потенциальный барьер, или, то же самое, как вероятность «просачивания» частицы сквозь этот барьер.

Расчеты показывают, что прозрачность барьера зависит от формы потенциального барьера и его высоты.

В случае прямоугольного потенциального барьера с высотой U и шириной d вероятность «просачивания» частицы через барьер равна

$$W = \exp\left(-\frac{2d}{\hbar}\sqrt{2m(U-E)}\right),$$

а прозрачность барьера выражается формулой

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{2d}{\hbar}\sqrt{2m(U-E)}\right),$$

где D_0 – постоянный коэффициент, близкий к единице.

Из этих формул видно, что чем шире и выше барьер и чем больше масса частицы, тем меньше вероятность прохождения ее сквозь барьер. Туннельный эффект имеет, таким образом, чисто квантовый характер. Например, если для электрона ширина барьера составляет $d = 0,5 \cdot 10^{-10}$ м, а разность энергий $U - E = 5$ эВ, то $W = 0,32$

этот барьер, т.е. примерно 1/3 часть электронов преодолевает этот барьер в результате туннельного эффекта. Но при ширине барьера в 10 раз больше и прочих равных условиях вероятность туннельного эффекта составит лишь 10^{-5} , или 0,001% всех электронов смогут преодолеть потенциальный барьер.

ПРИМЕРЫ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ

Пример 9. Прямоугольный потенциальный барьер имеет ширину $d=0,1$ нм. При какой разности энергий $U-E$ вероятность W прохождения электрона через барьер равна 0,99?

Решение. Вероятность «просачивания» частицы через барьер равна

$$W = \exp\left(-\frac{2d}{\hbar} \sqrt{2m(U-E)}\right)$$

$$\ln W = -\frac{2d}{\hbar} \sqrt{2m(U-E)} \Rightarrow U-E = \frac{\hbar^2 (\ln W)^2}{8md^2} = \frac{1,052 \cdot 10^{-68} (\ln 0,99)^2}{8 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 10^{-20}} = 1495 \cdot 10^{-26} \text{ Дж}$$

$$\approx 10^{-4} \text{ эВ}$$

ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОПРОВЕРКИ И САМОПОДГОТОВКИ

1. Какова наименьшая энергия частицы в потенциальной яме с бесконечно высокими стенками?
2. Какими свойствами микрочастиц обусловлен туннельный эффект?
3. Может ли частица находиться на дне потенциальной ямы?
4. В чем отличие поведения классической и квантовой частиц с энергией $E < U$ при их движении к прямоугольному потенциальному барьеру конечной ширины?
5. Как изменится коэффициент прозрачности потенциального барьера с ростом его высоты? с увеличением массы частицы? с увеличением полной энергии частицы?
6. Как изменится коэффициент прозрачности потенциального барьера с увеличением его ширины в два раза?

10. Принцип соответствия Бора

В связи с тем, что при определенных условиях представления классической физики переходят в квантовые и наоборот, потребовалось ввести принцип соответствия, показывающий, когда именно существенны квантовые ограничения, а когда достаточно и классической физики. Этот принцип был введен в 1918 г. датским физиком Нильсом Бором. Он гласит: *при больших квантовых числах выводы и результаты квантовой механики должны соответствовать классическим результатам.*

На основании этого принципа между квантовой и классической механикой предельный переход связан с возможностью пренебречь конечностью постоянной Планка и считать $h \rightarrow 0$.

С другой стороны, квантовые результаты переходят в классические при больших квантовых числах n .

Значение принципа соответствия Бора огромно. Он смог «помирить» классическую и квантовую механику и разделить сферу действия второго закона Ньютона и уравнения Шрёдингера. Если макромир – это мир ньютоновских законов, то мир микрочастиц и больших скоростей целиком принадлежит квантовой механике.

FOR AUTHOR USE ONLY

Часть III. ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

К началу XX в. стало понятно, что атомное ядро имеет сложную структуру. После открытия протона и нейтрона (нуклонов) была предложена его протонно-нейтронная модель. Установлено, что между нуклонами внутри ядра действуют ядерные силы, переносчиками которых являются пионы. Созданы модели, описывающие свойства ядер. Открыта радиоактивность, излучения которой влияют на живой организм, на экосистему в целом. К 1940 году физикам удалось расщепить атомные ядра и предсказать возможность использования ядерной энергии. В это время создан и первый атомный реактор.

С 1898 г. по 1970 г. было открыто значительное количество элементарных частиц, включая кварки, калибровочные бозоны и др. А также создана единая теория взаимодействия (объединение трех взаимодействий: электромагнитного, слабого и сильного). Элементарная частица – собирательный термин, относящийся к микрообъектам в субъядерном масштабе, которые, как считается в настоящее время, невозможно расщепить на составные части. Понятие элементарных частиц основывается на факте дискретного строения вещества. Некоторые элементарные частицы считаются бесструктурными и рассматриваются как первичные. Другие имеют сложную внутреннюю структуру, однако разделить их на части невозможно. Со времени открытия элементарной частицы (электрона) их обнаружено уже более 400. Физикой элементарных частиц изучается строение и поведение элементарных частиц. Несмотря на то, что ученые еще в XIX в. пришли к выводу, что химические элементы состоят из атомов, они фактически ничего не знали о самих атомах. Открытие электрона и установление факта, что все атомы содержат электроны, явились первой важной информацией о

внутреннем строении атома. Электроны обладают отрицательным электрическим зарядом, а сами атомы электрически нейтральны, следовательно, каждый атом должен содержать достаточное количество положительно заряженного вещества, чтобы скомпенсировать отрицательный.

11. Модели атомов

11.1 Ядерная модель атома. Постулаты Бора.

Несмотря на то, что ученые еще в XIX в. пришли к выводу, что химические элементы состоят из атомов, они фактически ничего не знали о самих атомах. Открытие электрона и установление факта, что все атомы содержат электроны, явились первой важной информацией о внутреннем строении атома. Электроны обладают отрицательным электрическим зарядом, а сами атомы электрически нейтральны, следовательно, каждый атом должен содержать достаточное количество положительно заряженного вещества, чтобы скомпенсировать отрицательный заряд электронов. Кроме того, электроны в тысячи раз легче атомов, следовательно, положительно заряженная часть атома содержит почти всю массу атома.

Учитывая эти факты, были созданы различные модели атома, но наиболее правдоподобной оказалась ядерная модель, предложенная в 1911 г. английским физиком Эрнстом Резерфордом в результате опытов по рассеянию α – частиц тонкой металлической фольгой. Опыт осуществлялся по схеме, изображенной на рисунке 57. Узкий пучок α -частиц испускался радиоактивным веществом и попадал на фольгу. Проходя через фольгу α – частицы отклонялись на различные углы. Рассеянные частицы ударялись об экран, покрытый ZnS, и вызываемые им вспышки света, *сцинтилляции* наблюдались в микроскопе. Микроскоп и связанный с ним экран можно было

вращать вокруг оси, проходящей через центр фольги. Т.е. можно было всегда измерить угол отклонения. Весь прибор помещался в вакуум, чтобы α -частицы не рассеивались при столкновении с молекулами воздуха. опыте обнаружилось, что некоторые α -частицы отклонялись на большие углы, до 180° . Резерфорд понял, что такое отклонение возможно лишь при встрече с положительно заряженной частицей большей массы. А малая вероятность отклонения на большие углы говорила, что эта положительная частица имеет малые размеры, порядка 10^{-14} м. Электроны, по мнению Резерфорда, движутся вокруг ядра.

По этой модели атом состоит из положительно заряженного тяжелого ядра размером порядка $10^{-15} - 10^{-14}$ м, вокруг которого по замкнутым орбитам движутся электроны, создавая электронную оболочку атома. Линейные размеры атома составляют примерно 10^{-10} м. Заряд ядра равен заряду всех электронов. В ядре сосредоточена почти вся масса атома. Эта модель напоминает строение солнечной системы и поэтому она часто называется планетарной моделью.

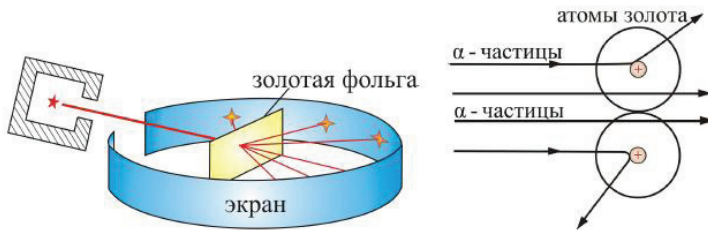


Рисунок 57 – Схема опыта Резерфорда

Ядерная (планетарная) модель Резерфорда хорошо объяснила много физических явлений, но не могла ответить на два важных

вопроса: почему атом устойчив и почему существуют линейчатые спектры испускания и поглощения.

Действительно, согласно законам классической электродинамики, всякий электрический заряд, вращаясь по орбите, т.е. двигаясь с ускорением, должен непрерывно излучать электромагнитные волны. Излучение, вызванное вращением электронов вокруг ядра, должно непрерывно отбирать энергию от атома, в силу чего электроны будут приближаться к ядру. С приближением к ядру период их обращения, а значит, и частота излучаемого света должны непрерывно изменяться. Таким образом, спектр Резерфордовского атома по этим законам должен быть сплошным. На самом же деле излучение атомов имеет линейчатый спектр. Далее, вследствие непрерывной потери энергии электроны должны упасть на ядро, и поэтому атом как планетарная система не может долго существовать.

Потребовались новые идеи, необходимо было ввести какие – то принципиальные поправки к модели атома Резерфорда, чтобы избавиться от её недостатков.

Эти идеи в теорию атомов были внесены Бором в 1913 г. в виде трех постулатов.

1. В атомах существуют особые стационарные орбиты электронов, движение по этим орбитам не сопровождается излучением – *постулат стационарных состояний*.

2. Стационарные орбиты характеризуются тем, что момент количества движения электрона на этих орбитах равен целому, кратному от $h/2\pi$, где h – постоянная Планка:

$$mvr_n = n \frac{h}{2\pi} = n\hbar, \quad (76)$$

где m – масса электрона; v – его скорость на n – й возможной орбите радиуса r_n .

Формула (76) есть так называемое «условие квантования» радиуса орбиты, или момента количества движения электрона.

3. При переходе электрона с одной орбиты на другую происходит излучение или поглощение кванта энергии – *правило частот*. При этом величина излученного или поглощенного кванта $h\nu$ равна разности энергий E_k и E_n атома в состояниях до и после перехода электрона с одной орбиты на другую, следовательно,

$$h\nu = E_k - E_n$$

Это равенство называется условием частот Бора.

Излучение происходит при переходах с высших энергетических уровней на один из низших и, наоборот, атом поглощает свет при переходе из низших энергетических состояний в высшие.

Наличие стационарных, то есть дискретных, уровней энергии было экспериментально доказано в 1914 г. в опытах немецких физиков Джеймса Франка и Густава Герца по возбуждению и ионизации атомов паров ртути ударами электронов. За экспериментальные исследования дискретности энергетических уровней они получили Нобелевскую премию в 1925 г. В дальнейшем было установлено, что и другие атомы поглощают и излучают энергию дискретными порциями. Таким образом, теория Бора получила экспериментальное подтверждение.

11.2 Опыт Франка и Герца

В опыте использовалась вакуумная трубка (рис. 58), заполненная парами ртути при давлении $p \approx 1$ мм рт. ст. и три электрода: катод, сетка и анод.

Электроны ускорялись разностью потенциалов U между катодом и сеткой. Эту разность потенциалов можно было изменять с помощью потенциометра П. Между сеткой и анодом тормозящее поле $0,5\text{ В}$ (метод задерживающих потенциалов).

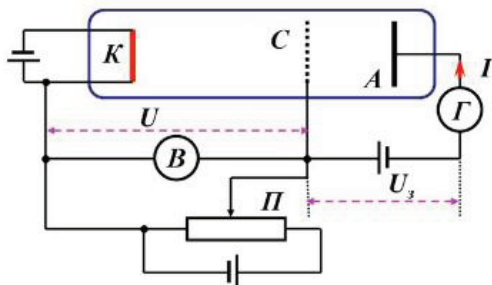


Рисунок 58 – Опыт Франка и Герца. А – анод, К – катод, С – сетка, П – потенциометр, В – вольтметр, Г – гальванометр, U – ускоряющая разность потенциалов между катодом и сеткой, U_z – тормозящая разность потенциалов между сеткой и анодом, I – анодный ток

Определялась зависимость тока через гальванометр Г от разности потенциалов между катодом и сеткой U . В эксперименте была получена зависимость, изображенная на рисунке 59. Здесь $U = 4,86\text{ В}$ – соответствует первому потенциалу возбуждения.

Согласно боровской теории, каждый из атомов ртути может получить лишь вполне определенную энергию, переходя в одно из возбужденных состояний. Поэтому если в атомах действительно существуют стационарные состояния, то электроны, сталкиваясь с атомами ртути, должны терять энергию *дискретно, определенными порциями*, равными разности энергии соответствующих стационарных состояний атома.

Из опыта следует, что при увеличении ускоряющего потенциала вплоть до 4,86 В анодный ток *возрастает монотонно*, его значение проходит через максимум (4,86 В), затем резко уменьшается и возрастает вновь. Дальнейшие максимумы наблюдаются при $2 \cdot 4,86$ В и $3 \cdot 4,86$ В.

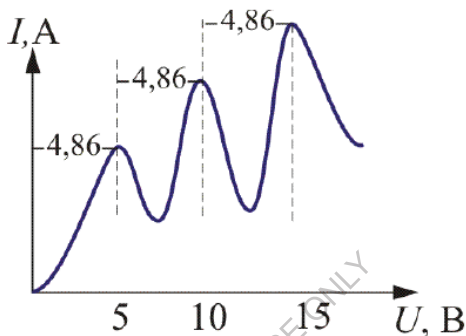


Рисунок 59 – Экспериментальная зависимость анодного тока от разности потенциалов между катодом и сеткой

Таким образом, опыт показал, что *электроны передают свою энергию атомам ртути порциями*, причем 4,86 эВ – наименьшая возможная порция, которая может быть поглощена атомом ртути в основном энергетическом состоянии. Следовательно, идея Бора о существовании в атомах стационарных состояний блестяще выдержала проверку экспериментом.

11.3 Энергетический спектр атома водорода

Светящиеся газы дают линейчатые спектры испускания и поглощения. Изучая видимый участок спектра водорода, швейцарский физик И. Бальмер в 1885 г. установил формулу:

$$\lambda = B \frac{n^2}{n^2 - 4}, n = 3, 4, 5, 6, \dots \quad (77)$$

где $B = 364,56$ нм – постоянная.

Спектральные линии, определяемые этой формулой, назвали *серией Бальмера*.

В настоящее время формулу (77) обычно записывают в ином виде:

$$\nu = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (78)$$

ν – частота излучения; $R = 3,29 \cdot 10^{15}$ Гц – постоянная Ридберга.

Из комбинационного принципа Ритца (основной закон спектроскопии, установленный эмпирически Вальтером Ритцем в 1908 году) следует, что в спектре водорода, кроме бальмеровской серии, должны существовать другие серии.

Например, в инфракрасной части спектра водорода возникает так называемая *серия Пашена*:

$$\nu = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right), n = 4, 5, 6, \dots$$

В ультрафиолетовой области спектра – *серия Лаймана*:

$$\nu = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right), n = 2, 3, 4, 5, 6, \dots$$

В далекой инфракрасной области были также обнаружены – *серия Брэкета*:

$$\nu = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right), n = 5, 6, 7, 8, \dots$$

серия Пфунда:

$$\nu = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right), n = 6, 7, 8, 9, \dots$$

серия Хэмфри:

$$\nu = R \left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2} \right), n = 7, 8, 9, 10, \dots$$

Таким образом, все сериальные формулы спектра водорода могут быть выражены единой формулой

$$\nu = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (79)$$

где m и n – целые числа, причем для данной серии $n = m+1, m+2, m+3$ и т.д.

Формула (79) с большой точностью подтверждается спектральными исследованиями и объясняется теорией Бора для водородоподобных систем.

11.4 Модель атома водорода по Бору

Свои постулаты Бор применил для построения теории простейшей атомной системы – атома водорода.

Атом водорода состоит из одного протона и одного электрона, которые имеют одинаковые, но противоположные по знаку заряды. Масса электрона составляет всего лишь 1/1836 массы протона, поэтому можно считать, что электрон вращается вокруг почти неподвижного протона по стационарной орбите определенного радиуса.

Сила притяжения между электроном и протоном определяется из закона Кулона. Она является центростремительной силой, удерживающей электрон на орбите. Следовательно,

$$F_{ц} = F_{кулон}, \text{ или}$$

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (80)$$

Подставив в формулу (80) условия квантования радиуса орбиты (76) и проведя соответствующие преобразования, получим

$$r_n = \frac{h^2 \epsilon_0 n^2}{\pi m e^2} = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2 n^2}{m e^2}, \quad (81)$$

где ϵ_0 – электрическая постоянная в СИ.

Формула (81) определяет радиусы стационарных орбит в атоме водорода. Они пропорциональны квадратам квантового числа n :

$$r_n \sim n^2$$

Подставляя в формулу (81) числовые значения, найдем, что радиус первой возможной орбиты ($n = 1$) равен $r_1 = 0,53 \cdot 10^{-10}$ м. Это так называемый первый *Боровский радиус*. Остальные радиусы стационарных орбит относятся между собой как квадраты чисел натурального ряда, т.е. как 1: 4: 9: 16 и т.д. С позиции квантовой механики, боровские орбиты движения электрона есть наиболее вероятные траектории движения в связи с тем, что электрон обладает не только корпускулярными, но и волновыми свойствами.

Разработанная Бором теория позволила также устранить и другое противоречие модели Резерфорда и объяснить загадку линейчатого спектра атома водорода.

Потенциальная энергия взаимодействия электрона с ядром определяется формулой

$$E_{nom} = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$$

Знак «минус» возник из-за противоположности знаков зарядов взаимодействующих частиц.

Полная энергия E атома согласно механике Ньютона равна сумме кинетической и потенциальной энергий:

$$E = \frac{mv^2}{2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (82)$$

Используя формулы (82), (83) и проведя ряд преобразований, получим

$$E = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r} \quad (83)$$

Подставляя в формулу (83) значение радиуса из формулы (81), получим

$$E = -\frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{me^2}{2\hbar^2 n^2}$$

Энергетическое состояние с $n = 1$ является основным (нормальным) состоянием. Состояния с $n > 1$ являются возбужденными. Схема энергетических уровней показана на рисунке 60.

В низшем энергетическом состоянии ($n = 1$) $E_1 = -2,168 \cdot 10^{-18}$ Дж = -13,53 эВ. Эта энергия называется энергией ионизации.

Время жизни атома в возбужденном состоянии ($n = 2, 3, 4, \dots$) имеет порядок 10^{-8} с.

Таким образом, теория Бора позволила объяснить возникновение линейчатого спектра излучения и поглощения атома водорода.

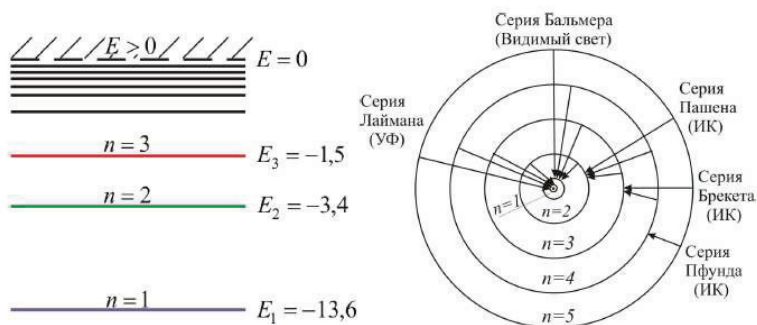


Рисунок 60 – Схема энергетических уровней

Теория Бора сыграла огромную роль в создании атомной физики. В период ее развития (1913–1925 гг.) были сделаны важные открытия, навсегда вошедшие в сокровищницу мировой науки.

11.5 Квантовые числа. Принципы Паули и минимума энергии.

Строение многоэлектронных атомов

С помощью теории Бора огромный экспериментальный материал был систематизирован и сведен к определенным полуэмпирическим закономерностям.

Однако наряду с определенными успехами в теории Бора с самого начала обнаружались существенные недостатки. Главнейшим из них была внутренняя противоречивость теории. Основываясь на механическом соединении классической физики с квантовыми постулатами, теория Бора в ряде проблем привела к существенным трудностям. Сюда, прежде всего, относятся вопрос об интенсивности спектральных линий и невозможность с её помощью создать теорию любых химических элементов, начиная уже с двухэлектронного атома гелия. То есть теория Бора представляла собой лишь переходный этап

на пути создания последовательной теории атомных и ядерных явлений. Такой последовательной теорией явилась квантовая механика, основные положения которой были рассмотрены ранее. На основании этой теории при изучении строения многоэлектронных атомов и молекул недостаточно одного квантового числа, как при описании атома водорода. Квантовая механика для этого вводит четыре квантовых числа: главное, орбитальное, магнитное и спиновое.

Главное квантовое число n принимает целочисленные значения от 1 до ∞ и характеризует размер электронной орбиты (расстояние электрона от ядра), количество электронных слоев в данном атоме, т.е. $n = 1, 2, 3, \dots, \infty$. В атомной физике состояния электрона, соответствующие главному квантовому числу принято обозначать буквами K, L, M, N, \dots

n	1	2	3	4
	K	L	M	N

Орбитальное квантовое число l принимает целочисленные значения от 0 до $n - 1$ и характеризует ориентацию орбиты электрона (рис.61), количество электронных оболочек в данном атоме, т.е. $l = 0, 1, 2, \dots, n - 1$

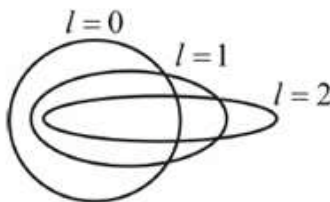


Рисунок 61 – Орбиты электрона

Область пространства, в которой высока вероятность обнаружить электрон (не менее 0,95), называют *орбиталью*. Основные типы орбиталей обозначают буквами s, p, d, f, \dots (от слов sharp, principal, diffuse, fundamental).

l	0	1	2	3
	s	p	d	f

Орбитальное квантовое число определяет величину *момента импульса (механический орбитальный момент)* электрона в атоме:

$$L_l = \hbar \sqrt{l(l+1)}$$

Магнитное квантовое число m_l принимает целочисленные значения от $-l$ до $+l$ и определяет проекцию орбитального магнитного момента на заданную ось, т.е. $m_l = -l, \dots, +l = (2l + 1)$ значений. Соответственно, в магнитном поле уровень с главным квантовым числом n расщепляется на $2l + 1$ подуровней – *эффект Зеемана*. Расщепление уровней энергий во внешнем электрическом поле называется *эффектом Штарка*.

Квантовые числа n и l характеризуют размер и форму электронного облака, а квантовое число m характеризует ориентацию электронного облака в пространстве. На рисунке 62 показаны графические изображения орбиталей.

Спиновое квантовое число m_s определяет проекцию спина на эту ось. Спин (от английского *spin* – вращаться, вертеться) представляет собой собственный механический момент импульса электрона $L_s = \hbar/2$, имеющий квантовую природу и не связанный с перемещением электрона как целого.

То есть спин электрона и других элементарных частиц представляет собой особое свойство этих частиц (подобно тому, как частицы имеют массу, заряженные частицы – заряд и т. д.).

Из опытов немецких физиков Отто Штерна и Вальтера Герлаха следует, что для спина электрона число возможных ориентаций на заданную ось равно 2, т.е.

$$m_s = \pm \frac{1}{2}$$

Спиновое квантовое число не является целым числом.

Кроме того, было установлено, что распределение электронов в атоме осуществляется на основе двух принципов:

1. В атоме не может быть нескольких электронов, характеризующихся одинаковой комбинацией значений квантовых чисел, или в атоме состояния всех электронов различны (*принцип Паули*);

2. Распределение электронов в атоме должно соответствовать минимуму энергии атома (*принцип минимума энергии*).

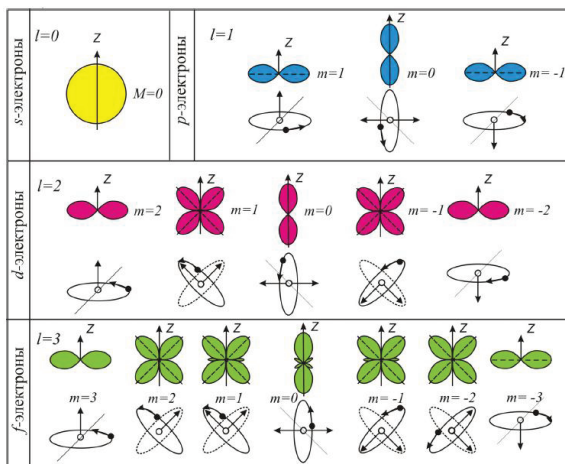


Рисунок 62 – Полярные диаграммы электронных орбиталей

Пользуясь принципом, предложенным швейцарским физиком-теоретиком Вольфгангом Паули, можно найти общее выражение для максимального числа электронов в любом электронном слое.

Так как m_l имеет $(2l + 1)$ значений, а при каждом m_l число m_s принимает два значения, то максимальное число электронов с заданными n и l равно $2(2l + 1)$.

При данном n число l принимает n значений от 0 до $n - 1$. Поэтому максимальное число электронов, характеризующееся данным значением n , равно (в соответствии с формулой суммы членов арифметической прогрессии).

$$N_{\text{max}} = \sum_{l=0}^{n-1} 2(2l+1) = 2 \frac{1 + [2(n-1)+1]}{2} = 2n^2 \quad (84)$$

Формулу (84) называют правилом Хунда.

Общее число электронов в атоме равно заряду ядра. У невозбужденного атома электроны заполняют ближайшие к ядру слои, что соответствует минимуму энергии атома. Состояние атома принято записывать символически посредством трех знаков: номера слоя, буквы, обозначающей оболочку слоя, и верхнего числового индекса при букве, равного числу электронов, находящихся в данной оболочке. Обозначения оболочек, а также распределение электронов по оболочкам и подоболочкам приведено в таблице 3.

Пример. Атом гелия (№2) – $1s^2$, то есть оба электрона находятся в первом слое, заполняя его единственную S – оболочку.

Атом азота (№7) – $1s^2 2s^2 2p^3$, т.е. из семи электронов два заполняют S – оболочку первого слоя, два заполняют S – оболочку второго слоя и три электрона находятся в незаполненной p – оболочке второго слоя.

Атом магния (№12) – $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2$ и т. п.

Общее число электронов в атоме химического элемента, следовательно, и заряд ядра, равно номеру периода, к которому относится элемент, а число электронов во внешнем слое равно номеру группы, занимаемой элементом в этой системе.

Таблица 3 – Обозначения оболочек, а также распределение электронов по оболочкам и подоболочкам.

Главное квантовое число n	1	2	3			4			5						
Символ оболочки	K	L	M			N			O						
Максимальное число электронов в оболочке	2	8	18			32			50						
Орбитальное квантовое число l	0	0	1	0	1	2	0	1	2	3	0	1	2	3	4
Символ подоболочки	1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p	4d	4f	5s	5p	5d	5f	5g
Максимальное число электронов в подоболочке	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	14	18

Начиная с четвертого периода, порядок заполнения слоев усложняется. На некоторых участках системы новый слой начинает заполняться раньше, чем завершилось заполнение предыдущего слоя; на других участках, наоборот, происходит заполнение незаконченных внутренних слоев, а число электронов в наружном слое остается неизменным.

Эти аномалии в порядке заполнения слоев имеют место у атомов с большим количеством электронов. Они обусловлены взаимодействием электронов, дающим такие аномалии энергетически более выгодными, т.е. соответствующими минимуму энергии атома. Например, атом железа (№26) – $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^6 4s^2$.

11.6 Индуцированное излучение. Оптические квантовые генераторы (лазеры)

Как отмечалось выше, атомы могут находиться лишь в квантовых состояниях с дискретными значениями энергии E_1, E_2, E_3, \dots . Для простоты рассмотрим только два из этих состояний (1 и 2) с энергиями E_1 и E_2 .

Если атом находится в основном состоянии 1, то под действием внешнего излучения может осуществляться вынужденный переход в возбужденное состояние 2 (рис.63 а), приводящий к *поглощению излучения*.

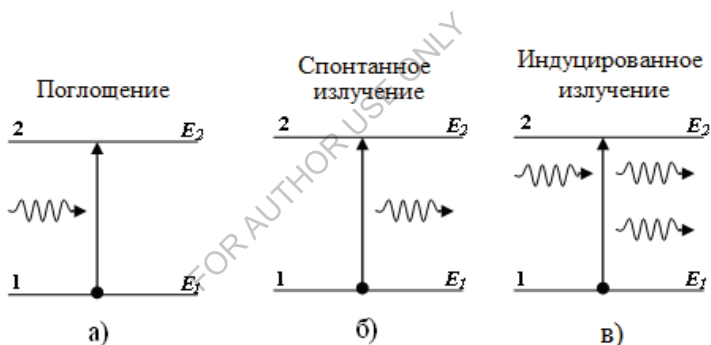


Рисунок 63

Атом, находясь в возбужденном состоянии 2, может через некоторое время спонтанно (самопроизвольно) перейти в состояние с низшей энергией (в нашем случае – в основное), отдавая избыточную энергию в виде электромагнитного излучения, испуская фотон с энергией $h\nu = E_2 - E_1$. Процесс испускания фотона возбужденным атомом без каких-либо внешних воздействий называется *спонтанным излучением* (рис.63 б). Чем больше вероятность спонтанных

переходов, тем меньше среднее время жизни атома в возбужденном состоянии.

Так как спонтанные переходы не связаны, то спонтанное излучение некогерентное.

В 1916 г. Альберт Эйнштейн постулировал, что помимо поглощения и спонтанного излучения должен существовать третий, качественно иной тип взаимодействия. Если на атом, находящийся в возбужденном состоянии 2, действует внешнее излучение с частотой, удовлетворяющей условию $h\nu = E_2 - E_1$, то возникает вынужденный (индуцированный) переход в основное состояние 1 с излучением фотона той же энергии $h\nu = E_2 - E_1$ (рис.63 в). При подобном переходе происходит излучение атомом дополнительно к тому фотону, под действием которого произошел переход. Возникающее в результате таких переходов излучение называется *индуцированным излучением*.

Таким образом, в процесс индуцированного излучения вовлечены два фотона – первичный фотон, вызывающий испускание излучения возбужденным атомом, и вторичный фотон, испущенный атомом. Существенно, что вторичные фотоны неотличимы от первичных, являются точной их копией. Следовательно, индуцированное излучение строго когерентно с вынуждающим излучением, то есть испущенный фотон неотличим от фотона, падающего на атом. В системе атомов, находящихся в термодинамическом равновесии, поглощение падающего излучения будет преобладать над индуцированным, то есть, падающее излучение при прохождении через вещество будет ослабляться.

Чтобы среда усиливала падающее на неё излучение, необходимо создать *неравновесное состояние системы*, при котором число атомов в возбужденных состояниях было бы больше, чем их число в

основном состоянии. Такие состояния называются состояниями с *инверсией населенностей*. Процесс создания неравновесного состояния веществ (перевод системы в состояние с инверсией населенностей) называется накачкой. Накачку можно осуществить оптическими, электрическими и другими способами. В средах в инверсном состоянии индуцированное излучение может превысить поглощение, вследствие чего падающий пучок света при прохождении через эти среды будет усиливаться. Впервые на эту возможность указал экспериментально в 1939 г. советский физик Валентин Александрович Фабрикант, что легло в основу квантовой электроники, разработавшей «чудо XX века» - квантовые усилители и генераторы света (лазеры, мазеры и т. п.)

Лазеры используют физические принципы индуцированного излучения и генерируют в видимой, инфракрасной и ближней ультрафиолетовой областях (в оптическом диапазоне). Поэтому их можно считать оптическими квантовыми генераторами (ОКГ). За эту разработку советским физикам Н.Г. Басову и А.М. Прохорову, а так же американскому физика Чарльзу Таунсу в 1964 г. была присуждена Нобелевская премия.

Лазер обязательно имеет три основных компонента:

- 1) активную среду, в которой создаются состояния с инверсией населенностей;
- 2) систему накачки (устройство для создания инверсии в активной среде);
- 3) оптический резонатор (устройство, выделяющее в пространство избирательное направление пучка фотонов и формирующее выходящий световой пучок).

Лазеры бывают твердотельные, газовые, полупроводниковые и жидкостные. Более точная классификация учитывает также и методы накачки – оптические, тепловые, химические, электроионизационные и другие.

Кроме того, необходимо принимать во внимание и режим генерации – непрерывный или импульсный.

Практически накачка осуществляется по трехуровневой схеме. На рисунке 64 приведена энергетическая диаграмма лазера, усиливающей средой которого служит плазма высокочастотного газового разряда, полученная в смеси гелия с неоном.

Индукцированное излучение создается атомами неона, а атомы гелия облегчают получение инверсной населенности в неоне за счет неупругих процессов соударения 2-го рода.

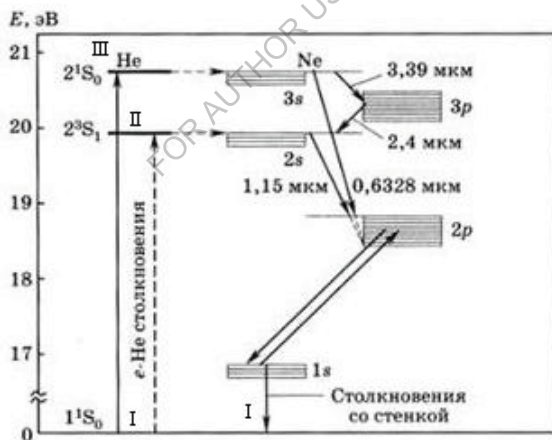


Рисунок 64 – Энергетическая диаграмма гелий-неонового лазера

В результате неупругих соударений со свободными электронами, обладающих кинетической энергией, происходит возбуждение атомов гелия. Эти атомы могут переходить на

метастабильные уровни 2^3S_1 и 2^1S_0 . Энергетические уровни гелия 2^3S_1 и 2^1S_0 очень близки к уровням $2s$ и $3p$ неона, следовательно при неупругих соударениях возбуждённых атомов гелия с невозбуждёнными атомами неона происходит передача избыточной энергии атомов гелия к атомам неона. Атомы неона переходят в возбуждённые состояния $2s$ либо $3s$, а атомы гелия — в основное состояние I. Рабочими являются переходы между энергетическими уровнями неона: $3s \rightarrow 3p$; $3s \rightarrow 2p$; $2s \rightarrow 2p$. Инверсная населённость на указанных уровнях происходит за счёт прямого электронного возбуждения атомов неона, при переходе их в верхние состояния рабочих переходов ($3s$ или $2s$). Однако такой процесс в приборах не используется, ввиду того, что за счёт электронного возбуждения происходит также интенсивное заселение уровня $2p$ частицами с уровня $1s$, что снижает коэффициент инверсии на рабочих переходах, так как их верхние уровни заселяются недостаточно интенсивно.

Атомы гелия являются вспомогательным каналом заселения верхних рабочих уровней $3s$ и $2s$ неона, а неон — основным. Очевидно, существует обратный процесс передачи энергии от атомов неона к атомам гелия. Чтобы прямой процесс преобладал, необходимо значительное преобладание концентрации гелия над концентрацией неона. Эффективность передачи энергии оказывается высокой также потому, что время жизни гелия на метастабильных уровнях II и III большое (10-3 с).

В результате выше изложенного процесса образуются инверсная населённость на рабочих переходах $3s \rightarrow 3p$, $3s \rightarrow 2p$ и $2s \rightarrow 2p$. В процессе индуцированного излучения частицы неона переходят на более низкий уровень $2p$, с которого через малый промежуток времени попадают на уровень $1s$. Опустошение этого уровня происходит за счёт диффузии частиц на стенки кюветы, где они

теряют часть энергии и переходят в основное состояние, при этом на стенках выделяется тепловая энергия.

Эффект усиления света в лазерах увеличивается за счет многократного прохождения усиливаемого света через один и тот же слой активной среды.

Это может быть достигнуто, если поместить слой среды с отрицательным поглощением (кювета с газом и кристалл) между двумя зеркалами, установленными параллельно друг другу.

Принципиальная схема ОКГ изображена на рис.61.

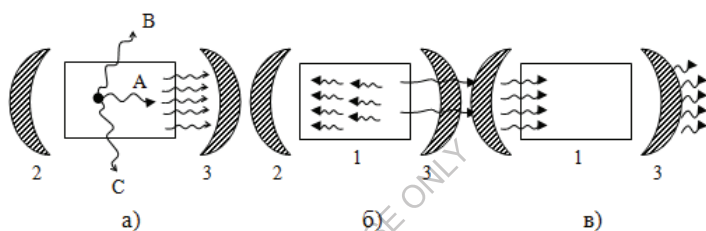


Рисунок 65 – Принципиальная схема оптического квантового генератора

Фотон А, который движется параллельно оси кюветы или кристалла, рождает лавину фотонов, летящих в том же направлении (рис.65, а). Часть этой лавины проходит в том же направлении зеркало 3 наружу, а часть отражается и нарастает в активной среде 1 (рис.65, б). Когда лавина фотонов дойдет до зеркала 2, она частично поглотится, и после отражения от зеркала 2 усиленный поток фотонов будет двигаться так же, как и первоначальный фотон (рис.65, в).

Поток фотонов, многократно усиленный и вышедший из генератора сквозь полупрозрачное зеркало, создает пучок лучей света огромной интенсивности с малым расхождением по углам, т.е. остронаправленный. Фотоны В и С, летящие в сторону, под углом к оси кюветы или кристалла, создают лавины, которые после

небольшого числа отражений выходят из активной среды (рис.61, а) и в усилении света не участвуют.

Лазерное излучение обладает следующими свойствами:

- 1) временная и пространственная когерентность;
- 2) строгая монохроматичность ($\Delta\lambda < 10^{-11}\text{м}$);
- 3) большая мощность излучения;
- 4) очень малое угловое расхождение в пучке.

КПД лазеров колеблется в широких пределах – от 0,01% для гелий-неонового лазера до 75% - для лазера на стекле с неодимом.

Необычные свойства лазерного излучения находят в настоящее время очень широкое применение: резание, микросварка твердых материалов, бескровная хирургия в медицине, измерительная техника и т.д.

ПРИМЕРЫ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ

Пример 10. Определите максимальную и минимальную энергии фотона в ультрафиолетовой серии спектра водорода (серии Лаймана).

Решение. Согласно обобщенной формуле Бальмера, частота, соответствующая линии в спектре атома водорода,

$$\nu = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

где $R = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ — постоянная Ридберга; m определяет серию (по условию задачи $m = 1$ — серия Лаймана), т. е. номер орбиты, на которую переходит электрон; n определяет отдельную линию серии, т. е. номер орбиты, с которой переходит электрон. Для серии Лаймана

$$\nu = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

Максимальная энергия фотона будет максимальна при переходе на уровень $n_2 \rightarrow \infty$, где $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка.

$$E_{\max} = hR \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{\infty} \right) = 13,6 \text{ эВ}$$

Минимальная энергия при $n_2 = 2$.

Следовательно

$$E_{\min} = hR \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right) = 10,27 \text{ эВ}$$

ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОПРОВЕРКИ И САМОПОДГОТОВКИ

1. Описать опыт Резерфорда по рассеянию α -частиц, на основании которого была построена ядерная модель атома. Сравнить с другими моделями атома
2. Противоречия классической модели атома по Резерфорду и их устранение при помощи постулатов Бора
3. Что такое линейчатый спектр?
4. Приведите формулу Бальмера. Каков ее физический смысл?
5. Почему из различных серий спектральных линий атома водорода
6. первой была изучена серия Бальмера?
7. Какие серии спектральных линий вы знаете?
8. Что такое постулаты Бора? Каков их физический смысл?
9. Как с их помощью объясняется линейчатый спектр атома?
10. Что такое стационарные орбиты? Как рассчитываются их
11. радиусы?
12. Приведите схему опыта Франка и Герца и вольтамперную
13. характеристику.
14. Какие постулаты Бора были подтверждены опытами Франка
15. и Герца.
16. Каков энергетический спектр атома водорода?
17. Дайте понятия всех квантовых чисел. Приведите примеры
18. Что характеризуют квантовые числа: главное, орбитальное и магнитное? Какие значения они могут принимать?

19. В чем заключается принцип Паули?
20. Что такое «индуцированное излучение»? Физический принцип работы лазера.

12. Физика атомного ядра

12.1 Атомное ядро, его состав и основные характеристики

Атомное ядро не является точечной массой с положительным зарядом, а обладает сложным строением.

В свое время были предложены различные модели атомного ядра, но в настоящее время общепризнанной является гипотеза, предложенная в 1932 г. независимо друг от друга советским физиком Д.Д. Иваненко и немецким физиком Вернером Гейзенбергом, согласно которой *в состав всех атомных ядер входят два вида элементарных частиц – протоны и нейтроны, которые вместе называются нуклонами* (нуклоны от латинского слова *nucleus* – ядро) (рис. 66)

Протон имеет положительный заряд, равный заряду электрона, а массу покоя $m_p = 1,67 \cdot 10^{-27}$ кг $\approx 1836 m_e$, где m_e – масса электрона.

Нейтрон (n) – нейтральная частица с массой покоя $m_n \approx m_p$.
Общее число нуклонов в атомном ядре называется массовым числом A . Число протонов в атомном ядре равно атомному номеру элемента в таблице Менделеева $N_p = Z$. Следовательно, общее число нейтронов $N_n = A - Z$.

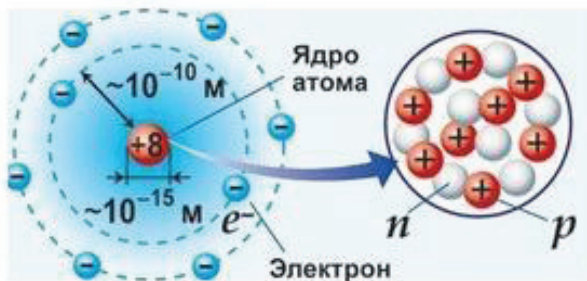


Рисунок 66 – Строение атома

Размер ядра характеризуется радиусом ядра, имеющим условный смысл ввиду размытости границы ядра. Размер ядра примерно $10^{-14} - 10^{-15}$ м.

Его рассчитывают по эмпирической формуле

$$R = R_0 A^{1/3},$$

где $R_0 (1,3 - 1,7) \cdot 10^{-15}$ м

Ядро обладает огромной плотностью $\approx 10^{17}$ кг/м³. Ядро обозначается символом ${}^A_Z X$, где X – символ химического элемента, Z – атомный номер, A – массовое число.

Ядра с одинаковым Z , но разными A (т.е. с разными числами нейтронов) называются *изотопами*, а ядра с одинаковыми A , но разными Z – *изобарами*.

Например, водород ($Z=1$) имеет три изотопа: ${}_1H^1$ – протий, ${}_1H^2$ – дейтерий, ${}_1H^3$ – тритий.

Существует около 300 устойчивых и 2000 неустойчивых (радиоактивных) изотопов.

12.2 Энергия связи атомных ядер. Дефект массы

Нуклоны прочно связаны в ядре атома ядерными силами. Это особое ядерное (сильное) взаимодействие – притяжение, которое обеспечивает устойчивость ядер, несмотря на отталкивание одноименно заряженных протонов. Для разрыва этой связи, т.е. для полного разобщения нуклонов, необходимо затратить некоторое количество энергии.

Энергия, необходимая для разобщения нуклонов, составляющих ядро, называется *энергией связи ядра* $\Delta E_{св}$.

Энергия связи атомного ядра $\Delta E_{св}$ является разностью между энергией протонов и нейтронов в ядре и их энергией в свободном состоянии. Это физическая величина, равная работе, которую надо совершить, чтобы расщепить ядро на составляющие его нуклоны, не сообщая им кинетической энергии.

Удельной энергией связи ядра $\Delta \varepsilon_{св}$ называется величина $\Delta \varepsilon_{св} = \frac{\Delta E_{св}}{A}$, равная средней энергией связи, приходящейся на один нуклон. Наибольшее значение имеет $\Delta \varepsilon_{св}$ для ядер атомов, расположенных в средней части периодической системы Менделеева от ${}_{14}\text{Si}^{28}$ до ${}_{56}\text{Ba}^{138}$, т.е. при $28 < A < 138$. В этих ядрах $\Delta \varepsilon_{св}$ составляет приблизительно 8,7 МэВ/нуклон.

Мерой энергии связи атомного ядра является *дефект массы*. Дефектом массы Δm называется разность между суммарной массой всех нуклонов ядра в свободном состоянии и массой ядра $M_{я}$:

$$\Delta m = Zm_p + (A - Z)m_n - M_{я},$$

(85)

где: Z – число протонов в ядре; m_p – масса протона; $(A - Z)$ – число нейтронов в ядре; m_n – масса нейтрона. При практическом

вычислении Δm массы всех частиц и атомов выражаются в *атомных единицах массы* (а.е.м.). Одной атомной единице массы соответствует атомная единица энергии (а.е.э.): 1 а.е.э. = 931,5016 МэВ.

Используя закон пропорциональности массы и энергии Эйнштейна, $\Delta E_{\text{св}} = \Delta m c^2$, где c – скорость света в вакууме, получим:

$$\Delta E_{\text{св}} = [Zm_p + (A - Z)m_n - M_{\text{я}}]c^2 \quad (86)$$

О том, как велика энергия связи, можно судить по такому примеру: образование 4 г гелия сопровождается выделением такой же энергии, что и сгорание 1,5 – 2 вагонов каменного угля.

12.3 *Естественная радиоактивность. α -, β -, γ – излучения. Закон радиоактивного распада*

Естественная радиоактивность была открыта в 1896 г. французским физиком Антуаном Беккерелем, обнаружившим, что соли урана испускают невидимые лучи, способные проникать сквозь слои непрозрачных веществ, ионизировать газы и т.д. Дальнейшие исследования, проведенные Эрнстом Резерфордом, Марией Склодовской-Кюри, Пьером Кюри и другими учеными различных стран, показали, что это явление свойственно не только урану, но и многим тяжелым химическим элементам (полоний, торий, радий). Все эти элементы были названы радиоактивными элементами, а испускаемые ими лучи – радиоактивными лучами.

Естественной радиоактивностью называется самопроизвольное испускание тяжелых химических элементов, в результате которого происходит превращение одних химических элементов в другие.

По своему составу радиоактивное излучение является сложным: в него входят в основном три различных излучения, получивших названия α -, β -, γ – лучей.

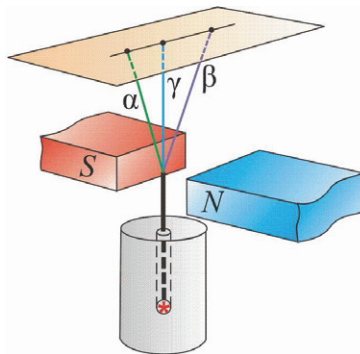


Рисунок 67 – Схема опыта по обнаружению α -, β - и γ -излучений.

α – лучи несут положительный заряд, равный по абсолютному значению удвоенному заряду электрона, и представляют собой поток ядер гелия. Они отклоняются в электрических и магнитных полях и полностью поглощаются слоем алюминия толщиной 0,06 мм или слоем биологической ткани в 0,12 мм. В воздухе распространяются со скоростью до 20000 км/с.

β – лучи являются потоком быстрых электронов со скоростью до 200000 км/с. Они отклоняются в электрических и магнитных полях и проникают в алюминий до толщины 2 см и в биологическую ткань – до 6 см.

γ – лучи представляют собой жесткое электромагнитное излучение. Они не отклоняются в электрических и магнитных полях, распространяются со скоростью света в вакууме и обладают наибольшей из всех радиоактивных излучений проникающей способностью (до 5 см в свинце). Тело человека γ – лучи пронизывают насквозь.

Очевидно, что радиоактивное излучение ведет к превращению атомов излучающего элемента в атомы другого элемента.

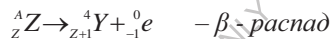
При α – распаде элемент смещается в периодической системе Менделеева на два номера влево с уменьшением массового числа на четыре единицы.

При β – распаде элемент смещается в периодической системе Менделеева на один номер вправо без изменения массового числа.

Термина γ – распад не существует.

Эти правила называются законами смещения и были сформулированы в 1913 г. немецким физиком и химиком Казимежем Фаянсом и независимо от него – английским радиохимиком Фредериком Содди.

Законы смещения могут быть записаны в виде формул:



где X – символ химического элемента распадающегося ядра; Y – то же для ядра продукта распада; ${}^4_2 \text{He}$ – ядро изотопа гелия; ${}^0_{-1} e$ – обозначение электрона; A – массовое число; Z – заряд ядра.

Законы смещения являются следствиями законов сохранения электрического заряда и числа нуклонов в ядерных превращениях.

Радиоактивный распад ведет к постепенному уменьшению числа атомных ядер радиоактивного элемента.

Установим этот закон.

Число атомных ядер dN , распадающихся за время dt , пропорционально времени и общему числу N ядер радиоактивного элемента $dN \sim Ndt$.

Переходя от знака пропорции к знаку равенства, получим

$$dN = \lambda Ndt, \quad (87)$$

где λ – коэффициент пропорциональности, называемый постоянной распада.

Знак минус указывает на убыль числа ядер в результате радиоактивного распада. Отсюда, постоянная распада представляет собой относительную убыль числа ядер, подвергающихся распаду за единицу времени:

$$\lambda = -\frac{dN / N}{dt}$$

Постоянная распада имеет размерность c^{-1} и характеризует долю ядер, распадающихся за единицу времени, т.е. определяет скорость радиоактивного распада.

Интегрируя уравнение (87) в пределах от $t = 0$ до t , получаем

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (88)$$

где N_0 – число радиоактивных ядер в начальный момент времени; N – число радиоактивных ядер в момент времени t .

Соотношение (88) называется законом радиоактивного распада. Графически этот закон представлен на рисунке 68.

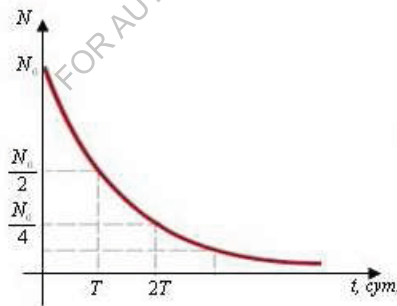


Рисунок 68 – Закон радиоактивного распада

Для характеристики быстроты радиоактивного распада вводится понятие периода полураспада – T .

Периодом полураспада называется время, в течение которого количество атомных ядер исходного элемента уменьшается вдвое.

Из формулы (88) следует, что $e^{-\lambda t} = 1/2$.

Откуда

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}$$

Величина, обратно пропорциональная постоянной распада, представляет среднее время жизни радиоактивного ядра $\tau = 1/\lambda$. Следовательно, $T = \tau \ln 2$. Откуда

$$\tau = \frac{T}{\ln 2} 1,44T$$

То есть среднее время жизни приблизительно в полтора раза больше периода полураспада.

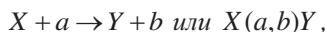
Значения T , τ и λ у различных радиоактивных элементов весьма различные. Наряду с такими «долгоживущими» элементами, как уран ${}_{92}^{238}\text{U}$ ($T=4,5 \cdot 10^9$ лет), встречаются и «короткоживущие» элементы, как, например, полоний ${}_{84}^{214}\text{Po}$ ($T=1,5 \cdot 10^{-4}$ с).

12.4 Ядерные реакции. Искусственная радиоактивность

Изучение естественной радиоактивности показало, что превращение одного химического элемента в другой обусловлено внутриядерными процессами. В связи с этим были предприняты попытки превращения одних химических элементов в другие путем воздействия на атомные ядра. Эффективными средствами такого воздействия оказалась бомбардировка атомных ядер частицами высокой энергии (от нескольких миллионов до десятков миллиардов эВ).

Процесс превращения атомных ядер, обусловленный воздействием быстрых элементарных частиц (или ядер других атомов), называется *ядерной реакцией*.

Вид ядерной реакции записывается следующим образом:



где X и Y – исходные и конечные ядра, a и b – бомбардирующая и испускаемая в ядерной реакции частица.

Ядерные реакции классифицируются по следующим признакам:

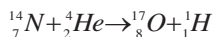
1) по роду участвующих в них частиц – реакции под действием нейтронов; реакции под действием заряженных частиц (например протонов, дейтронов, α -частиц); реакции под действием γ -квантов.

2) по энергии вызывающих их частиц – реакции при малых энергиях (\sim эВ), происходящие в основном с участием нейтронов; реакции при средних энергиях (\sim МэВ), реакции, происходящие при высоких энергиях (\sim сотни и тысячи МэВ).

3) по роду участвующих в них ядер – реакции на лёгких ядрах ($A < 50$); реакции на средних ядрах ($50 < A < 100$); реакции на тяжёлых ядрах ($A > 100$);

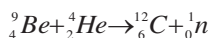
4) по характеру происходящих ядерных превращений – реакции с испусканием нейтронов; реакции с испусканием заряженных частиц; реакции захвата.

Первая искусственная ядерная реакция была осуществлена Резерфордом в 1919 г., превратившим атомные ядра азота ${}^{14}_7N$ в ядра изотопа кислорода ${}^{17}_8O$ бомбардировкой α – частицами:



где 1_1H – протон.

В 1932 г. английский физик Джеймс Чедвик бомбардировкой бериллиевой пластинки α – частицами впервые получил нейтрон:



Наиболее детально явление искусственной радиоактивности было исследовано французскими физиками Фредериком и Ирен Жолио-Кюри в 30-х годах XX века.

В настоящее время получено несколько изотопов для каждого химического элемента. Их общее число превышает 1500. Многие из них широко применяются в качестве «меченых атомов» в самых разнообразных отраслях человеческой деятельности.

12.5 Деление тяжелых ядер. Цепная реакция. Ядерный реактор

В конце 1938 г. в Германии произошло событие, ставшее подлинной революцией в физике атома и атомного ядра и определившее ход дальнейшего развития цивилизации. В этом году немецкие физикохимики Отто Ганн и Фриц Штрассман открыли реакцию деления ядер урана с выделением большого количества энергии. Расчет показал, что при делении ядер, содержащихся в одном килограмме урана, должна выделиться энергия, эквивалентная энергии, выделяющейся при сгорании 2 млн. тонн бензина.

Ганн и Штрассман при бомбардировке ядер урана использовали нейтроны, поскольку они, будучи электрически нейтральными, не испытывают электростатического отталкивания со стороны ядра. При этом в момент деления из ядра урана выбрасывались 2-3 нейтрона, называемые медленными. Энергетический спектр мгновенных нейтронов простирается от очень малых энергий – порядка 1 эВ и менее до 10 МэВ. Нейтроны, обладающие большей 1,5 МэВ энергией, называются быстрыми; нейтроны, обладающие меньшей энергией - медленными; нейтроны с очень малыми энергиями называются тепловыми.

Осколки разделившегося ядра являются радиоактивными: они испускают β -, γ - лучи и нейтроны. Эти нейтроны, в отличие от

мгновенных, называются запаздывающими (они выбрасываются в течение нескольких минут после акта деления).

В процессе деления ядро изменяет форму – последовательно проходит через следующие стадии (рис. 69): шар, эллипсоид, гантель, два грушевидных осколка, два сферических осколка.



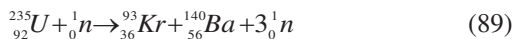
Рисунок 69 – Деление ядер

Способность делиться на две части под действием нейтронов обладают ядра всех тяжелых элементов. Наиболее важными в практическом отношении материалами являются изотопы урана и плутоний ${}_{94}^{239}\text{Pu}$. Ядра ${}_{92}^{233}\text{U}$, ${}_{92}^{235}\text{U}$ и ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ делятся под действием как быстрых, так и медленных нейтронов, а ядра ${}_{92}^{238}\text{U}$ – только под действием быстрых нейтронов.

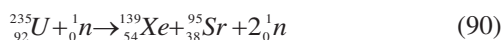
В природе существует в основном два изотопа урана: ${}_{92}^{238}\text{U}$ (99,3%) и ${}_{92}^{235}\text{U}$ (0,7%). Таким образом, окружающие нас тепловые (медленные) нейтроны не способны расщепить ядра урана ${}_{92}^{238}\text{U}$, который практически один содержится в урановой руде. Поэтому прежде чем использовать урановое сырье, его нужно обогатить, т.е.

специальными методами повысить процентное содержание изотопа ${}^{235}_{92}\text{U}$, а затем подвергать нейтронной бомбардировке, что и сделали Ган и Штрассман.

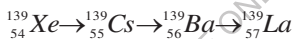
Примером реакции деления может служить распад изотопа урана ${}^{235}_{92}\text{U}$ на изотопы криптона и бария с испусканием трех нейтронов:



Или реакция типа



При этом осколок деления ксенона ${}^{139}_{54}\text{Xe}$ в результате трех актов β -распада превращается в стабильный изотоп лантана ${}^{139}_{57}\text{La}$.



Такого типа реакции называются *цепными*, т.к. они идут с увеличением числа нейтронов в процессе деления (рис. 70).

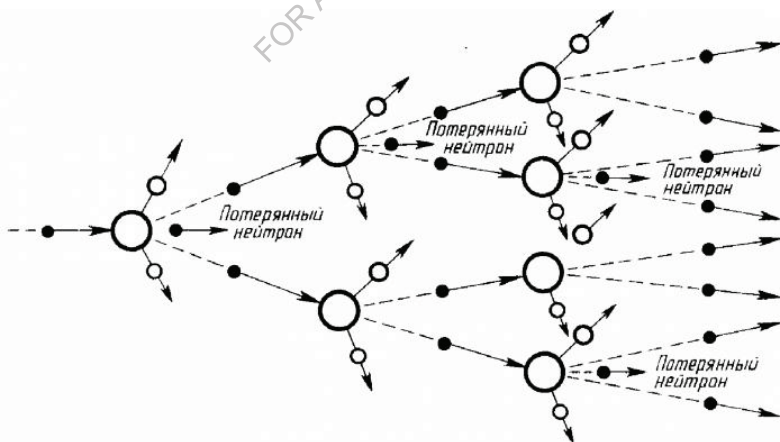


Рисунок 70 – Цепная реакция

Развитие цепной реакции характеризуется коэффициентом размножения нейтронов K .

Коэффициент размножения нейтронов измеряется отношением числа нейтронов, вызывающих деление ядра вещества на одном из этапов реакции, к числу нейтронов, вызвавших деление на предыдущем этапе реакции.

Например, для реакции (89) $K = 3$, а для реакции (90) $K = 2$.

Масса делящегося вещества, в котором цепная реакция идет с $K = 1$, называется *критической массой данного вещества*.

Если масса ядерного горючего меньше критической, то $K < 1$, и реакция деления не будет развиваться. Если масса горючего равна критической, то $K = 1$, и цепная реакция идет с постоянной интенсивностью (такая реакция применяется в ядерном реакторе). Если же масса горючего больше критической, то $K > 1$. В этом случае цепная реакция бурно развивается и может привести к взрыву. Такая реакция имеет место в атомной бомбе.

Для промышленного получения ядерной энергии необходимо уметь управлять цепной реакцией, что осуществляется применением специальных материалов, поглощающих нейтроны (бор, кадмий).

Впервые управляемая цепная реакция была осуществлена в 1942 г. в США группой ученых под руководством итальянского физика Энрико Ферми, в СССР – в 1946 г. под руководством И.В. Курчатова.

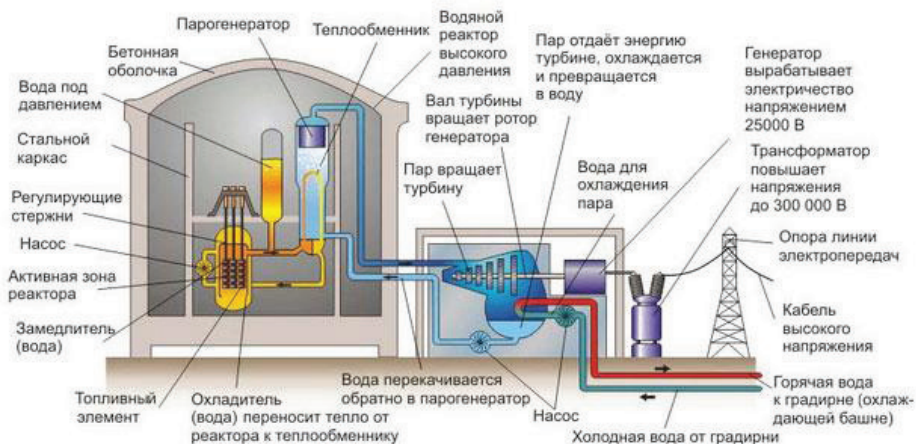


Рисунок 71 – Схема ядерного реактора и конструктивные основные элементы АЭС.

В связи с уникальностью цепной реакции перед человечеством открылись пути использования ядерной энергии для теплофикации, электрификации и других целей.

Установки, предназначенные для промышленного получения ядерной энергии, называются *ядерными реакторами*. Первая атомная электростанция мощностью 5 МВт была пущена в СССР в 1954 г. в г. Обнинске. На рисунке 71 изображена схема, содержащая ядерный реактор и конструктивные основные элементы АЭС.

12.6 Термоядерные реакции

Масса покоя ядра урана больше суммы массы покоя осколков, на которые делится ядро. Для легких ядер обстоит все наоборот. При слиянии ядер масса покоя уменьшается и, следовательно, должно выделяться большое количество энергии. Подобного рода реакции

слияния легких ядер могут протекать только при очень высоких температурах ($10^7 - 10^9$ К). Поэтому они называются *термоядерными*.

Для слияния ядер необходимо, чтобы они сблизилась на расстояние

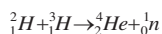
$10^{-14} - 10^{-15}$ м, т.е. чтобы они попали в сферу действия ядерных сил.

Следовательно, объединяемые ядра должны обладать достаточно большой кинетической энергией для совершения работы против этих кулоновских сил. Это является необходимым условием осуществления *реакции синтеза*.

Энергия, которая выделяется при термоядерных реакциях в расчете на один нуклон, превышает удельную энергию, выделяющуюся при цепных реакциях деления ядер. Так, при слиянии тяжелого водорода – дейтерия со сверхтяжелым изотопом водорода – тритием выделяется около 3,5 МэВ на один нуклон. При делении же урана выделяется примерно 1 МэВ энергии на один нуклон.

Термоядерные реакции играют решающую роль в эволюции Вселенной. Энергия излучения Солнца и звезд имеет термоядерное происхождение.

Осуществление управляемых термоядерных реакций на Земле даст человечеству новый, практически неисчерпаемый источник энергии. Наиболее перспективной в этом отношении реакцией является реакция слияния дейтерия ${}^2_1\text{H}$ с тритием ${}^3_1\text{H}$:



В этой реакции выделяется энергия 17,6 МэВ.

Осуществление управляемой термоядерной реакции встречается с большими трудностями. Чтобы создать термоядерный реактор, необходимо обеспечить регулируемое нагревание плазмы до десятков миллионов градусов. Кроме того, что особенно сложно, необходимо

полностью устранить соприкосновение плазмы со стенками какого бы ни было сосуда.

Осуществление управляемой термоядерной реакции полностью разрешит энергетическую проблему, поскольку сырье (вода) для получения дейтерия имеется на Земле практически в неограниченном количестве.

Пока же удалось осуществить лишь неуправляемую реакцию синтеза взрывного типа в водородной бомбе.

В настоящее время в России и других странах ведутся интенсивные теоретические и экспериментальные исследования по созданию условий для управления термоядерной реакцией.

ПРИМЕРЫ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ

Пример 11. Оценить плотность ядерной материи.

Решение: Масса одного нуклона в ядре $m_N \approx 1$ а.е.м. = $1.66 \cdot 10^{-24}$ г.

Плотность ядерной материи есть масса ядра, деленная на его объем

$$\rho = \frac{m_N A}{4/3\pi R^3} = \frac{3m_N A}{4\pi_0^3 A} = \frac{3m_N}{4\pi_0^3} = \frac{3 \cdot 1.66 \cdot 10^{-24} \text{ г}}{4 \cdot 3.14 \cdot (1.3 \cdot 10^{-13} \text{ см})^3} = 1.8 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$$

$$= 180 \frac{\text{млн тонн}}{\text{см}^3}$$

Плотность ядерной материи не зависит от A .

Пример 12. Какую наименьшую энергию E нужно затратить, чтобы оторвать один нейтрон от ядра азота ${}^{14}_7N$?

Решение: После отрыва нейтрона общее число нуклонов в ядре уменьшится на единицу, а число протонов останется неизменным, следовательно, получится ядро ${}^{13}_7N$. Очевидно, энергия отрыва нейтрона от ядра ${}^{14}_7N$ равна энергии связи нейтрона в ядре ${}^{13}_7N$.

Поэтому

$E = E_{св} = c^2 \Delta m = c^2 (m_{13N} + m_n - m_{14N})$, где Δm - дефект массы.

$$m_{13N} = 13,00574 \text{ а.е.м.}$$

$$m_n = 1,00867 \text{ а.е.м.}$$

$$m_{14N} = 14,00307 \text{ а.е.м.}$$

Так как массы выражены в а.е.м., то $c^2 = 931,4 \frac{\text{МэВ}}{\text{а.е.м.}}$

$$E = 934,4 \cdot (13,00574 + 1,00867 - 14,00307) = 10,6 \text{ МэВ}$$

ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОПРОВЕРКИ И САМОПОДГОТОВКИ

1. Как устроено атомное ядро?
2. Атомное ядро «составили» из N нуклонов (масса каждого нуклона равна m). Чему равны масса и удельная энергия связи ядра?
3. Чем отличаются изобары от изотопов?
4. Почему прочность ядер уменьшается при переходе к тяжелым элементам?
5. Как и во сколько раз изменится число ядер радиоактивного вещества за время, равное трем периодам полураспада?
6. Под действием каких частиц (α -частиц, нейтронов) ядерные реакции более эффективны? Почему?
7. По каким признакам можно классифицировать ядерные реакции?
8. Что представляет собой реакция деления ядер?

13 Физика частиц

13.1 Общие сведения об элементарных частицах

Элементарные частицы – это некий собирательный термин, который относится к микрообъектам, это такие микрочастицы, внутреннюю структуру которых на современном уровне развития физики нельзя представить как объединение других частиц. Во всех наблюдавшихся до сих пор явлениях каждая такая частица ведёт себя как единое целое. Элементарные частицы могут превращаться друг в

друга, например, протон в нейтрон и наоборот. В настоящее время известно около 400 элементарных частиц (вместе с античастицами).

Такие частицы как электрон, протон, нейтрон, фотон и электронное (анти) нейтрино стабильны или квазистабильны, и существуют в природе в свободном или слабосвязанном состоянии. Так, квазистабильные нейтроны входят в состав атомных ядер, многие из которых являются абсолютно устойчивыми. Почти все остальные элементарные частицы крайне нестабильны и образуются во вторичном космическом излучении или получаются в лаборатории с помощью ускорителей, а затем быстро распадаются, превращаясь в конечном итоге в стабильные частицы.

Основные характеристики и свойства элементарных частиц трактуются в зависимости от массы, среднего времени жизни, спина, электрического заряда, магнитного момента.

13.2 Виды взаимодействия элементарных частиц

В настоящее время различают четыре типа фундаментальных взаимодействий между элементарными частицами: *сильное, электромагнитное, слабое и гравитационное.*

Сильное взаимодействие свойственно частицам, называемых адронами, к числу которых принадлежат протон и нейтрон. Этот вид взаимодействия обеспечивает связь нуклонов в ядре. Наибольшее расстояние, на котором проявляется сильное взаимодействие – радиус действия $\sim 10^{-15}$ м. Интенсивность ~ 1 .

Электромагнитное взаимодействие наиболее известное и более изученное свойственно электрически заряженным частицам и фотонам. Одно из его проявлений – кулоновские силы, обуславливающие существование атомов. Радиус действия не ограничен $= \infty$. Интенсивность $\sim 1/137$

Слабое взаимодействие присуще всем частицам, кроме фотонов. Это взаимодействие ответственно за все виды β -распада ядер, распады элементарных частиц, а также за все процессы взаимодействия нейтрона с веществом. Слабое взаимодействие, как и сильное, является короткодействующим $\sim 10^{-18}$ м. Интенсивность $\sim 10^{-10}$

Гравитационное взаимодействие свойственно всем телам Вселенной, проявляясь в виде сил всемирного тяготения. Радиус действия не ограничен $= \infty$. Интенсивность $\sim 10^{-38}$.

13.3 Классификация и свойства частиц

Элементарные частицы обычно подразделяются на четыре класса. Помимо этих классов, предполагается существование ещё одного класса частиц – *гравитонов* (квантов гравитационного поля).

К первому классу относится только одна частица – фотон. Фотоны γ (кванты электромагнитного поля) участвуют в электромагнитных взаимодействиях, но не обладают сильным и слабым взаимодействием. Второй класс образуют лептоны, третий – адроны и, наконец, четвертый – калибровочные бозоны.

Лептоны (греч. «*лептос*» – лёгкий) – частицы, участвующие в электромагнитных и слабых взаимодействиях. К ним относятся частицы, не обладающие сильным взаимодействием: электроны (e^- , e^+), мюоны (μ^- , μ^+), таоны (τ^- , τ^+), а также электронные нейтрино, мюонные нейтрино ($\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$) и тау-нейтрино ($\nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$). Все лептоны имеют спины, равные $1/2\hbar$, и следовательно являются *фермионами*. Все лептоны обладают слабым взаимодействием. Те из них, которые имеют электрический заряд (т.е. мюоны и электроны), обладают также и электромагнитным взаимодействием. Нейтрино участвуют только в слабых взаимодействиях.

Адроны (греч. «адрос» – крупный, массивный) – частицы, участвующие в сильных, электромагнитных и слабых взаимодействиях. Сегодня известно свыше сотни адронов и их подразделяют на барионы и мезоны.

Барионы – адроны, состоящие из трёх кварков (qqq) и имеющие барионное число $B = 1$.

Класс барионов объединяет в себе нуклоны (p , n) и нестабильные частицы с массой большей массы нуклонов, получившие название *гиперонов* (Λ , Σ^+ , Σ^0 , Σ^- , Ξ^0 , Ξ^- , Ω^-). Все гипероны обладают сильным взаимодействием, и следовательно активно взаимодействуют с атомными ядрами. Спин всех барионов равен $1/2\hbar$, так что барионы являются *фермионами*. За исключением протона, все барионы нестабильны. При распаде бариона, наряду с другими частицами, обязательно образуется барион. Эта закономерность является одним из проявлений *закона сохранения барионного заряда*.

Мезоны – адроны, состоящие из кварка и антикварка ($qq\bar{}$) и имеющие барионное число $B = 0$.

Мезоны – сильно взаимодействующие нестабильные частицы, не несущие так называемого барионного заряда. К их числу принадлежат π -мезоны или пионы (π^+ , π^- , π^0), *K-мезоны*, или *каоны* (K^+ , K^- , K^0), и η -мезоны. Массы π^+ и π^- мезонов одинакова и равна $273,1m_e$, $m_{\pi^0} \approx 264,1m_e$ время жизни, соответственно, $2,6 \cdot 10^{-8}$ и $0,8 \cdot 10^{-16}$ с. Масса K-мезонов составляет $970m_e$. Время жизни K-мезонов имеет величину порядка 10^{-8} с. Масса эта-мезонов $1074m_e$, время жизни порядка 10^{-19} с. В отличие от лептонов, мезоны обладают не только слабым (и если они заряжены, электромагнитным), но также и сильным взаимодействием, проявляющимся при взаимодействии их между собой, а также при взаимодействии между мезонами и барионами. Спин всех мезонов равен нулю, так что они являются бозонами.

Калибровочные бозоны – частицы, осуществляющие взаимодействие между фундаментальными фермионами (кварками и лептонами). Это частицы W^+ , W^- , Z^0 и восемь типов глюонов g . Сюда же можно отнести и фотон γ .

13.4 Частицы и античастицы

Предположение об античастице впервые появилась в 1928 году, когда П. Дирак на основе релятивистского волнового уравнения предсказал существование позитрона, обнаруженного немного позднее К. Андерсоном в составе космического излучения.

Античастицы – двойники обычных элементарных частиц, которые отличаются от последних знаком электрического заряда и знаками некоторых других характеристик. У частицы и античастицы совпадают массы, спины, времена жизни. Если частица характеризуется и другими внутренними квантовыми характеристиками, имеющими знак, то у античастицы величины этих характеристик те же, но знаки противоположны. Если частица нестабильна (испытывает распад), то нестабильна и античастица, причём времена жизни у них совпадают и совпадают способы распада (с точностью до замены в схемах распада частиц на античастицы).

Позитрон называют античастицей электрона. Частица (электрон) и античастица (позитрон) различаются только знаком электрического заряда. Остальные их свойства — масса покоя, абсолютная величина заряда, спин в точности совпадают. В некоторых случаях (например, фотон или π^0 -мезон и др.) частица и античастица полностью совпадают. Это связано с тем, что фотон и π^0 -мезон не имеет электрического заряда и других внутренних характеристик со знаком.

Согласно теории Дирака, столкновение частицы и античастицы должно приводить к их взаимной *аннигиляции*, т.е. к их превращению в какие-либо иные частицы, отличные от исходных. Наиболее

изученной является аннигиляция электрон-позитронной пары. При низких энергиях сталкивающихся электрона и позитрона, а также при аннигиляции их связанного состояния — позитрония — эта реакция аннигиляции даёт в конечном состоянии два или три фотона, в зависимости от ориентации спинов электрона и позитрона. При энергиях порядка нескольких МэВ становится возможной и многофотонная аннигиляция электрон-позитронной пары. При энергиях порядка сотен МэВ в процессе аннигиляции электрон-позитронной пары рождаются в основном адроны.

13.5 Космическое излучение

Под *космическим излучением* подразумевают потоки микрочастиц и квантов электромагнитной энергии, возникновение, распространение и преобразование которых происходит в космическом пространстве, включающем отдельные туманности, звездную Галактику, Солнце, Землю, все другие космические образования, а также связывающие их силовые поля.

Космическое излучение у истоков своего возникновения называется исходным; излучение, поступающее извне в атмосферу Земли, – первичным; первичное излучение вместе с вторичным на уровне моря или на уровне земной поверхности – полным; излучение, поступающее в недра Земли, – глубинным. Земля, ее атмосфера, океаны, кора, мантия и ядро являются, таким образом, приемниками первичного космического излучения.

Земля, ее атмосфера, океаны, кора, мантия и ядро являются, таким образом, приемниками первичного космического излучения.

Первичное излучение состоит из потока элементарных частиц высокой энергии, причем более 90% из них составляют протоны с энергией примерно 10^9 — 10^{13} эВ, около 7% – α -частицы и лишь

небольшая доля (около 1%) приходится на ядра более тяжелых элементов ($Z > 20$).

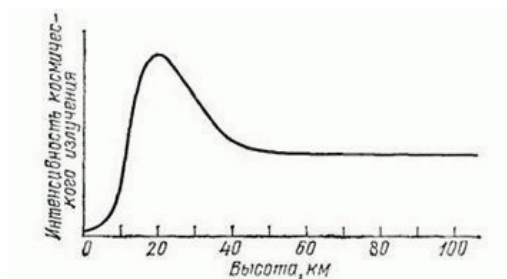


Рисунок 72 – Зависимость интенсивности космического излучения от высоты над уровнем моря.

При $h = 50$ км (рис. 72) интенсивность космического излучения постоянна; на этих высотах наблюдается лишь первичное излучение. С приближением к Земле интенсивность космического излучения возрастает, т.е. появляется вторичное космическое излучения, которое образуется в результате взаимодействия первичного космического излучения с ядрами атомов земной атмосферы. Во вторичном космическом излучении встречаются практически все известные элементарные частицы. При $h < 20$ км космическое излучение является вторичным; с уменьшением h его интенсивность понижается, поскольку вторичные частицы по мере продвижения к поверхности Земли испытывают поглощение.

Основными параметрами, которые измеряются в космических лучах, являются:

- 1) интенсивность космических частиц;
- 2) их энергетический спектр и угловое распределение;
- 3) состав космического излучения.

Первым доказательством существования корпускулярного космического излучения служило наблюдение частиц в камере Вильсона, помещенной в магнитное поле. Магнитное поле Земли является прекрасным магнитным анализатором заряженных частиц первичного космического излучения до энергий около 40 ГэВ.

Земля окружена газовой оболочкой, или атмосферой, состоящей из смеси газов и простирающейся над поверхностью Земли на высоту порядка 1000 км. Нижний 10–17-километровый слой атмосферы, в котором наблюдается понижение температуры с высотой до $t = -50$ °С и понижение давления до 200 мм рт. ст., называется *тропосферой*. В тропосфере происходит основное движение воздушных масс и формируются метеорологические условия, определяющие погоду. После узкого слоя относительно покоящихся воздушных масс, называемого тропопаузой, расположена 70-километровая область – *стратосфера*. В стратосфере также различают слои по признаку не только температуры, но и состава газовой смеси. Интервал высоты 10 – 20 км носит название *изотермического слоя*, поскольку в нем наблюдается постоянство температуры газа. За ним следует 30-километровый слой озонированного (O_3) солнечным излучением газа. Молекулы кислорода и озона сильно поглощают ультрафиолетовое излучение с длинами волн в интервале от 0,15 мк до 0,25 мк, чем и объясняется повышение температуры газа в этом слое атмосферы до + 50 °С. При пересчете на нормальное давление газа этот слой имел бы толщину 0,2 – 0,5 см. В верхнем слое стратосферы (60 – 80 км) температура газа снова понижается до – 50 °С из-за вертикального перемещения теплого газа озонированного слоя и холодного газа верхних слоев, прозрачных для солнечного излучения. В интервале высоты от 60 – 80 до 600 – 800 км располагается обширная область ионизированного разреженного газа – *ионосфера*.

В разреженных слоях ионосферы протекают электрические процессы, вызывающие свечение в форме северных сияний. От слоя F_2 отражаются посылаемые с Земли ультракороткие радиоволны:

$$\nu_{\max} = 30 - 50 \text{ МГц}; \lambda = 7,5 \text{ м},$$

чем и объясняется огибание ими земной поверхности. Окно пропускания радиоволн приходится на области длин волн 10 м и 21 см.

Основным ионизирующим агентом в верхних слоях атмосферы от 80 до 600 км служит солнечная радиация, и прежде всего коротковолновая часть ультрафиолетовой области сплошного спектра температурного излучения Солнца с длинами волн $\lambda < 1000 \text{ \AA}$. Эта спектральная область по интенсивности составляет примерно 10^{-7} от интегральной интенсивности всего спектра. Некоторая доля ионизации обусловлена также действием корпускулярного излучения Солнца (не выше 50 % от ультрафиолетовой), звездной радиацией и первичным космическим излучением. Слабое ионизационное действие первичного космического излучения в верхних слоях объясняется его ничтожным поглощением в сильно разреженных слоях атмосферы.

По мере проникновения ионизирующих излучений в толщу земной атмосферы с ее возрастающей плотностью протекают параллельно два процесса: ослабление интенсивности первичного излучения, вследствие преобразования в другую форму его энергии при взаимодействии с веществом атмосферы (в энергию фотоэлектронов) и возникновение радиации от элементов вещества (ядер атомов и молекул) самой атмосферы (вторичное излучение).

Так как реальная атмосфера в верхних слоях неоднородна по составу (перемешивание происходит только до высоты 100 км), а действующие излучения различны по составу, то максимумы объемной плотности ионизации приходятся на разной высоте, и таким

образом, в верхних слоях атмосферы создаются ионизированные слои D, E, F_1 и F_2 .

Чем сильнее проникающие свойства излучения, тем на большую глубину поглощающей среды приходится максимум ионизации от совокупного действия первичной и вторичной радиации.

ПРИМЕРЫ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ

Пример 13. Мезон космических лучей имеет энергию $W=3$ ГэВ. Энергия покоя мезона $W_0=100$ МэВ. Какое расстояние в атмосфере сможет пройти мезон за время его жизни по лабораторным часам? Собственное время его жизни $\tau_0 = 2$ мкс.

Решение. Имеем

$$\frac{W}{W_0} = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = 30, \text{ отсюда найдем скорость } v = 2,998 \cdot 10^8 \text{ м/с.}$$

$$\text{Время жизни мезона по лабораторным часам } \tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = 30\tau_0.$$

Расстояние, пройденное мезоном за это время, равно

$$l = v \cdot \tau = v \cdot 30\tau_0 = 2,998 \cdot 10^8 \cdot 30 \cdot 2 \cdot 10^{-6} = 18 \cdot 10^3 \text{ м.}$$

ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОПРОВЕРКИ И САМОПОДГОТОВКИ

1. Какие имеются группы элементарных частиц?
2. Что является фундаментальным свойством для всех частиц?
3. Какие фундаментальные виды взаимодействия существуют в природе?
4. Назовите свойства нейтрино и антинейтрино?
5. Какова природа первичного и вторичного космического излучения?

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Современная наука и техника развиваются необыкновенно быстрыми темпами, что приводит к резкому повышению требований, предъявляемых к современному курсу физики в вузе. Необходимо повышать научно-технический уровень курса, внедрение инновационных технологий, направленных на активизацию познавательной деятельности студентов, развитие их творческих способностей, научного мышления.

В данном методическом пособии представлен курс физики, посвященный волновой и квантовой оптики, а также физике атомного ядра и элементарных частиц. В нём коротко и доступно освещены основные разделы классической и современной физики. Рассмотрены основные законы волновой оптики. Существенное место отведено квантовым свойствам излучения, основам квантовой оптики и элементам квантовой механики. Показаны современные достижения физики XXI века – атомной физики, физики атомного ядра и элементарных частиц.

Изучение фундаментальных законов физики имеет большое значение для будущего инженера.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Барсуков, В.И. Физика. Волновая и квантовая оптика: учебное пособие /В.И. Барсуков, О.С. Дмитриев. – Тамбов: Изд-во ФГБОУ ВПО «ТГТУ», 2012. – 132 с. – 250 экз. ISBN 978-5-8265-1122-0.
2. Бейзер А. Основные представления физики. – М.: Атомиздат, 1973. – 548 с.
3. Грабовский Р.И. Курс физики. – СПб.: Лань, 2002. – 607 с.
4. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики. – М.: Высш. шк., 2002.– 718 с.
5. Иродов И.Е. Сборник задач по ядерной физике. М.: Госатомиздат, 1960
6. Кузнецов С. И. Квантовая оптика. Атомная и ядерная физика. Физика элементарных частиц: учебное пособие. – Томск: Изд-во ТПУ, 2007. – 154 с.
7. Савельев И.В. Курс общей физики, т.т. 4,5. – М.: Наука, 1998, 2001. Сафаров Р.Х. Физика атомного ядра и элементарных частиц: учебное пособие для студентов педагогических вузов. - Казань: РИЦ «Школа», 2008. – 280 с.
8. Сивухин Д.В. Общий курс физики, т.т. 4,5. – М.: Наука, 1999.
9. Трофимова Т.И. Курс физики. – М.: Высш. шк., 2002. – 542 с.

В учебном пособии рассматриваются волновые и квантовые свойства света, элементы квантовой механики, физика атомного ядра и элементарных частиц. Основное внимание уделено интерпретации фундаментальных законов природы, а также изучению различных физических явлений и фактов. Кроме того, рассмотрены примеры решения задач, даны вопросы для самопроверки. Представленный материал предназначен для успешного освоения общего курса физики и других физических дисциплин.

Пособие соответствует программе курса физики для инженерных и физических направлений подготовки высших учебных заведений и ориентировано на освоение общепрофессиональных компетенций.

Предназначено для межвузовского использования студентами очной, заочной и дистанционной форм обучения.

FOR AUTHOR USE ONLY

FOR AUTHOR USE ONLY

**More
Books!**



yes
I want morebooks!

Buy your books fast and straightforward online - at one of world's fastest growing online book stores! Environmentally sound due to Print-on-Demand technologies.

Buy your books online at
www.morebooks.shop

Покупайте Ваши книги быстро и без посредников он-лайн – в одном из самых быстрорастущих книжных он-лайн магазинов! окружающей среде благодаря технологии Печати-на-Заказ.

Покупайте Ваши книги на
www.morebooks.shop

KS OmniScriptum Publishing
Brivibas gatve 197
LV-1039 Riga, Latvia
Telefax: +371 686 20455

info@omniscryptum.com
www.omniscryptum.com

OMNIscriptum



FOR AUTHOR USE ONLY

FOR AUTHOR USE ONLY

FOR AUTHOR USE ONLY