

ЛЕКЦИЯ №18

КВАНТОВЫЕ ЯВЛЕНИЯ

Свойства фотонов. Масса и импульс фотона. Давление света

До сих пор при объяснении квантовых оптических явлений мы использовали только одну характеристику фотона - его энергию $\epsilon = h\nu$. Помимо энергии, фотон обладает также массой и импульсом (количеством движения).

Формула для массы фотона может быть непосредственно выведена из формулы Эйнштейна, выражающей взаимосвязь массы и энергии в теории относительности:

$$m = \frac{h\nu}{c^2}. \quad (18.1)$$

Фотон - элементарная частица, которая всегда (в любой среде!) движется со скоростью света c и имеет массу покоя, равную нулю. Следовательно, масса фотона отличается от массы таких элементарных частиц, как электрон, протон и нейтрон, которые обладают отличной от нуля массой покоя и могут находиться в состоянии покоя.

Импульс фотона p_γ получим из связи импульса с энергией:

$$p_\gamma = \frac{\epsilon}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}. \quad (18.2)$$

Из приведенных рассуждений следует, что фотон, как и любая другая частица, характеризуется энергией, массой и импульсом. Выражения (18.1) и (18.2) связывают *корпускулярные* характеристики фотона — массу, импульс и энергию — с *волновой* характеристикой света — его частотой ν .

Если фотоны обладают импульсом, то свет, падающий на тело, должен оказывать на него давление. Согласно квантовой теории, давление света на поверхность обусловлено тем, что каждый фотон при соударении с поверхностью передает ей свой импульс.

Рассчитаем с точки зрения квантовой теории световое давление, оказываемое на поверхность тела потоком монохроматического излучения (частота ν), падающего перпендикулярно поверхности. Если в единицу времени на единицу площади поверхности

тела падает N фотонов, то при коэффициенте отражения ρ света от поверхности тела ρN фотонов отразится, а $(1 - \rho) N$ — поглотится. Каждый поглощенный фотон передает поверхности импульс $p_\gamma = \frac{h\nu}{c}$, а каждый отраженный — $2p_\gamma = \frac{2h\nu}{c}$, (при отражении импульс фотона изменяется на $-p_\gamma$). Давление света на поверхность равно импульсу, который передают поверхности в 1с N фотонов:

$$p = \frac{2h\nu}{c} \rho N + \frac{h\nu}{c} (1 - \rho) N = (1 + \rho) \frac{h\nu}{c} N.$$

$Nh\nu = E_e$ есть энергия всех фотонов, падающих на единицу поверхности в единицу времени, т. е. энергетическая освещенность поверхности, а $\frac{E_e}{c} = w$ — объемная плотность энергии излучения. Поэтому давление, производимое светом при нормальном падении на поверхность,

$$p = \frac{E_e}{c} (1 + \rho) = w(1 + \rho). \quad (18.3)$$

Формула (18.3), выведенная на основе квантовых представлений, совпадает с выражением, получаемым из электромагнитной (волновой) теории Максвелла. Таким образом, давление света одинаково успешно объясняется и волновой, и квантовой теорией. Как уже говорилось, экспериментальное доказательство существования светового давления на твердые тела и газы дано в опытах П. Н. Лебедева, сыгравших в свое время большую роль в утверждении теории Максвелла.

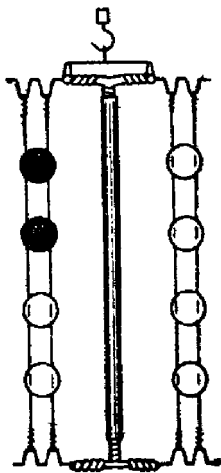


Рис.18.1. Схема опыта П.Н.Лебедева.

Лебедев использовал легкий подвес на тонкой нити, по краям которого прикреплены легкие крылышки, одни из которых зачернены, а поверхности других зеркальные (рис. 18.1). Использовалась подвижная система зеркал, позволяющая направлять свет на обе поверхности крылышек, подвес помещался в откачанный баллон, крылышки подбирались очень тонкими (чтобы температура обеих поверхностей была одинакова). Световое давление на кры-

лышки определялось по углу закручивания нити подвеса и совпадало с теоретически рассчитанным. В частности оказалось, что давление света на зеркальную поверхность вдвое больше, чем на зачерненную.

Виды фотоэлектрического эффекта. Законы внешнего фотоэффекта

Гипотеза Планка, блестяще решившая задачу теплового излучения черного тела, получила подтверждение и дальнейшее развитие при объяснении фотоэффекта - явления, открытие и исследование которого сыграло важную роль в становлении квантовой теории. Различают фотоэффект *внешний, внутренний и вентильный*.

Внешним фотоэлектрическим эффектом (фотоэффектом) называется испускание электронов веществом под действием электромагнитного излучения. Внешний фотоэффект наблюдается в твердых телах (металлах, полупроводниках, диэлектриках), а также в газах на отдельных атомах и молекулах (фотоионизация). Фотоэффект обнаружен (1887 г.) Г. Герцем, наблюдавшим усиление процесса разряда при облучении искрового промежутка ультрафиолетовым излучением.

Первые фундаментальные исследования фотоэффекта выполнены русским ученым А. Г. Столетовым в 1888-1890 гг. (об электронах тогда ничего известно не было). Принципиальная схема для исследования фотоэффекта приведена на рис.18.2.

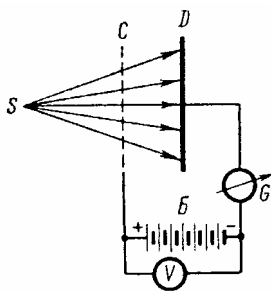


Рис.18.2. Схема опытов А.Г.Столетова.

Два электрода (катод D из исследуемого металла (цинка) и анод C — в схеме Столетова применялась металлическая медная сетка) представляют собой плоский конденсатор. При освещении отрицательно заряженной пластины D светом от источника S в цепи возникал ток, фиксируемый гальванометром G и называемый **фототоком**. Освещение положительно заряженной обкладки C конденсатора не приводило к возникновению тока. Тем самым было экспериментально доказано, что под действием света металл теряет именно **отрицательно заряженные частицы**.

Облучая катод светом различных длин волн, Столетов установил следующие закономерности, не утратившие своего значения до нашего времени:

- 1) наиболее эффективное действие оказывает ультрафиолетовое излучение;
- 2) под действием света вещество теряет только отрицательные заряды;
- 3) сила тока, возникающего под действием света, прямо пропорциональна его интенсивности.

Дж. Дж. Томсон в 1898 г. измерил удельный заряд испускаемых под действием света частиц (по отклонению в электрическом и магнитном полях). Эти измерения показали, что под действием света вырываются **электроны**.

Современная схема установки для изучения законов фотоэффекта приведена на рис. 18.3.

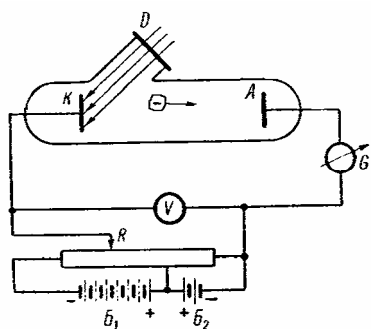


Рис.18.3. Современная схема установки для изучения законов внешнего фотоэффекта.

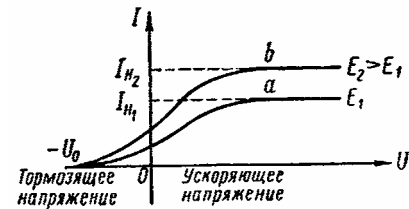
Два электрода (катод К из исследуемого металла и анод А) в вакуумной трубке подключены к батарее так, что с помощью потенциометра R можно изменять не только значение, но и знак подаваемого на них напряжения. Ток, возникающий при освещении катода монохроматическим светом (через кварцевое окошко D), измеряется включенным в цепь гальванометром или миллиамперметром.

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

Вентильный фотоэффект, являющийся разновидностью внутреннего фотоэффекта, — возникновение ЭДС (фотоЭДС) при освещении контакта двух разных полупроводников или полупроводника и металла (при отсутствии внешнего электрического поля). Вентильный фотоэффект открывает, таким образом, пути для прямого преобразования солнечной энергии в электрическую.

На рис.18.3 приведена экспериментальная установка для исследования **вольт-амперной характеристики фотоэффекта** — зависимости фототока I , образуемого потоком электронов, испускаемых катодом под действием света, от напряжения U между электродами. Такая зависимость, соответствующая двум различным освещенностям E_e катода (частота света в обоих случаях одинакова), приведена на рис. 18.4.

Рис.18.4. Вольт-амперные характеристики Фотоэффекта.



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

$$I_{\text{нас}} = en,$$

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

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

$$\frac{mv_{\text{max}}^2}{2} = eU_0, \quad (18.4)$$

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

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

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

- I. **Закон Столетова**: при фиксированной частоте падающего света число фотоэлектронов, вырываемых из катода в единицу времени, пропорционально интенсивности света (сила фототока насыщения пропорциональна энергетической освещенности E катода).
- II. Максимальная начальная скорость (максимальная начальная кинетическая энергия) фотоэлектронов не зависит от интенсивности падающего света, а определяется только его частотой ν .
- III. Для каждого вещества существует **красная граница** фотоэффекта, т. е. минимальная частота ν_0 света (зависящая от химической природы вещества и состояния его поверхности), ниже которой фотоэффект невозможен.

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

Уравнение Эйнштейна для внешнего фотоэффекта. Экспериментальное подтверждение квантовых свойств света

A. Эйнштейн в 1905 г. показал, что явление фотоэффекта и его закономерности могут быть объяснены на основе предложенной им **квантовой теории фотоэффекта**. Согласно Эйнштейну, свет частотой ν не только **испускается**, как это предполагал

Планк, но и *распространяется* в пространстве и *поглощается* веществом отдельными порциями (квантами), энергия которых $\varepsilon_0 = h\nu$. Таким образом, распространение света нужно рассматривать не как непрерывный волновой процесс, а как поток локализованных в пространстве дискретных световых квантов, движущихся со скоростью c распространения света в вакууме. Кванты электромагнитного излучения получили название **фотонов**.

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

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

$$h\nu = A + \frac{mv_{\max}^2}{2}. \quad (18.5)$$

Уравнение (18.5) называется **уравнением Эйнштейна для внешнего фотоэффекта**. Именно за эту теорию А.Эйнштейну в 1927 году была присуждена Нобелевская премия.

Уравнение Эйнштейна позволяет объяснить II и III законы фотоэффекта. Из (18.5) непосредственно следует, что максимальная кинетическая энергия фотоэлектрона линейно возрастает с увеличением частоты падающего излучения и не зависит от его интенсивности (числа фотонов), так как ни A , ни ν от интенсивности света не зависят (II закон фотоэффекта). Так как с уменьшением частоты света кинетическая энергия фотоэлектронов уменьшается (для данного металла $A = \text{const}$), то при некоторой достаточно малой частоте $\nu = \nu_0$ кинетическая энергия фотоэлектронов станет равной нулю и фотоэффект прекратится (III закон фотоэффекта). Согласно изложенному, из (18.5) получим, что

$$\nu_0 = \frac{A}{h} \quad (18.6)$$

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

Выражение (18.5) можно записать, используя (18.4) и (18.6), в виде

$$eU_0 = h(\nu - \nu_0). \quad (18.7)$$

Уравнение Эйнштейна было подтверждено опытами Милликена. В его приборе (1916 г.) поверхность исследуемого металла подвергалась очистке в вакууме. Исследовалась зависимость максимальной кинетической энергии фотоэлектронов (изменялось задерживающее напряжение U_0 (см. (18.4))) от частоты ν и определялась постоянная Планка. В 1926 г. российские физики П. И. Лукирский (1894—1954) и С. С. Прилежаев для исследования фотоэффекта применили метод вакуумного сферического конденсатора (рис. 18.5).

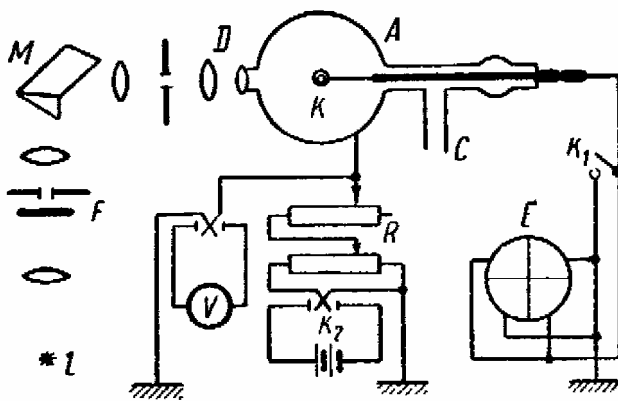


Рис. 18.5. Схема опыта Лукирского и Прилежаева.

Стеклянный шар A радиусом 11 см, посеребренный изнутри, являлся внешней обкладкой сферического конденсатора и играл роль анода.

Катод K имел вид шарика радиусом 1,5 см, изготовленного из исследуемого металла. Трубка C служила для удаления воздуха из полости конденсатора с помощью вакуумного насоса. Через небольшое отверстие D во внешней сфере, закрытое кварцевой пластинкой, шарик K освещался монохроматическим светом, который выделялся из спектра ртутной дуги с помощью фильтра F и кварцевого монохроматора M . Величина и знак напряжения V между анодом A и катодом K регулировались с помощью потенциометра R и коммутатора K_2 . Для измерения U применялся прецизионный вольтметр V . Электрод соединялся с квадрантным электрометром E . Сила фототока измерялась по величине заряда, накапливающегося на электрометре за 1,5—2 мин. Ключ K_1 служил для снятия этого заряда путем закорачивания квадрантов электрометра на Землю. Средняя сила тока в опытах Лукирского и Прилежаева составляла всего 10^{-13} А и измерялась с точностью в несколько десятых процента.

Применение сферического конденсатора со сравнительно малым центральным электродом позволило значительно увеличить наклон вольтамперной характеристики для фототока в области напряжений, близких к $-U_0$ и тем самым повысить точность оп-

ределения U_0 . Действительно, в таком конденсаторе влияние на фототок отражения электронов от анода не может быть значительным, так как вероятность их попадания обратно на небольшую внутреннюю сферу K очень мала. Кроме того, направление начальной скорости фотоэлектронов также несущественно, так как внешняя сфера **полностью охватывает** катод. Поэтому при напряжении $U < 0$ на анод будут попадать **все** электроны, начальная скорость v_0 которых удовлетворяет условию $\frac{mv_0^2}{2} \geq e|U|$.

Опытами П. И. Лукирского и С. С. Прилежаева экспериментально подтверждена линейная зависимость максимальной кинетической энергии фотоэлектронов от частоты падающего света.

На рис. 18.6 изображены результаты измерения максимальной кинетической энергии фотоэлектронов как функции частоты облучающего металл света для алюминия, цинка и никеля.

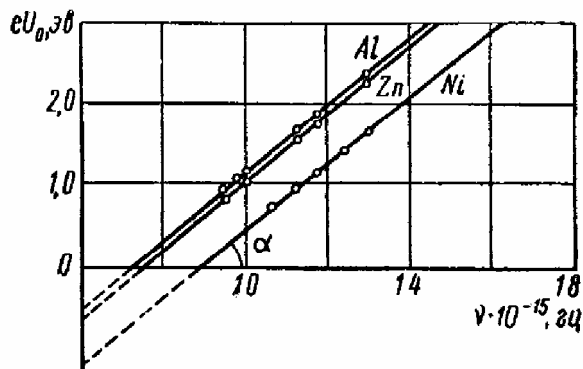


Рис. 18.6. К определению величины постоянной Планка.

Существенно, что в согласии с уравнением (18.7) все прямые параллельны друг другу, причем производная

$$\frac{d}{d\nu}(eU_0) \text{ не зависит от материала катода}$$

и равна постоянной Планка h . Прямые указывают также на существование граничной частоты ν_0 фотоэффекта для данного металла. Отрезки, отсекаемые прямыми рис. 18.6 на оси ординат, численно равны работе A выхода электронов из соответствующих металлов.

Среднее значение h , полученное из опытов Лукирского и Прилежаева, оказалось равным $6,543 \cdot 10^{-34}$ Дж·сек. Точность опытов составляла 0,1—0,2%. Совпадение значения h , полученного в опытах по фотоэффекту, с результатами других методов определения подтвердило правильность уравнения (18.5) для фотоэффекта и вместе с тем идеи Эйнштейна о квантовом характере взаимодействия света с электронами при фотоэффекте.

Если интенсивность света очень большая (лазерные пучки), то возможен **мно-гофотонный (нелинейный) фотоэффект**, при котором электрон, испускаемый металлом, может одновременно получить энергию не от одного, а от N фотонов ($N=2\div 7$). Уравнение Эйнштейна для многофотонного фотоэффекта

$$Nh\nu = A + \frac{mv_{\max}^2}{2}.$$

В опытах с фокусируемыми лазерными пучками плотность фотонов очень большая, поэтому электрон может поглотить не один, а несколько фотонов. При этом электрон может приобрести энергию, необходимую для выхода из вещества, даже под действием света с частотой, меньшей красной границы — порога однофотонного фотоэффекта. В результате красная граница смещается в сторону более длинных волн.

Если свет представляет собой поток фотонов, то каждый фотон, попадая в регистрирующий прибор (глаз, фотоэлемент), должен вызывать то или иное действие независимо от других фотонов. Это же означает, что при регистрации **слабых** световых потоков должны наблюдаться **флуктуации** их интенсивности. Эти флуктуации слабых потоков **видимого света** действительно наблюдались С. И. Вавиловым. Наблюдения проводились визуально. Глаз, адаптированный к темноте, обладает довольно резким порогом зрительного ощущения, т. е. воспринимает свет, интенсивность которого не меньше некоторого порога. Для света с $\lambda = 525$ нм порог зрительного ощущения соответствует у разных людей примерно 100—400 фотонам, падающим на сетчатку за 1 с. С. И. Вавилов наблюдал периодически повторяющиеся вспышки света одинаковой длительности. С уменьшением светового потока некоторые вспышки уже не воспринимались глазом, причем чем слабее был световой поток, тем больше было пропусков вспышек. Это объясняется флуктуациями интенсивности света, т. е. число фотонов оказывалось по случайным причинам меньше порогового значения. Таким образом, опыт Вавилова явился наглядным подтверждением квантовых свойств света.

Применение фотоэффекта

На явлении фотоэффекта основано действие фотоэлектронных приборов, получивших разнообразное применение в различных областях науки и техники. В настоящее время практически невозможно указать отрасли производства, где бы не использо-

вались **фотоэлементы** — приемники излучения, работающие на основе фотоэффекта и преобразующие энергию излучения в электрическую.

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

Для усиления фототока применяются **фотоэлектронные умножители**, в которых наряду с фотоэффектом используется явление вторичной электронной эмиссии. Размеры фотоэлектронных умножителей немного превышают размеры обычной радиолампы, общий коэффициент усиления составляет $\approx 10^7$ (при напряжении питания 1—1,5 кВ), а их интегральная чувствительность может достигать 10 А/лм. Поэтому фотоэлектронные умножители начинают вытеснять фотоэлементы, правда, их применение связано с использованием высоковольтных стабилизированных источников питания, что несколько неудобно.

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

напряжение питания. Недостаток фотосопротивлений — их заметная инерционность, поэтому они непригодны для регистрации быстропеременных световых потоков.

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

Кремниевые и другие вентильные фотоэлементы применяются для создания солнечных батарей, непосредственно преобразующих световую энергию в электрическую. Эти батареи уже в течение многих лет работают на космических спутниках и кораблях. К.п.д. этих батарей составляет ~10% и, как показывают теоретические расчеты, может быть доведен до ~22%, что открывает широкие перспективы их использования в качестве источников электроэнергии для бытовых и производственных нужд.

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

Эффект Комптона и его элементарная теория

Наиболее полно корпускулярные свойства света проявляются в эффекте Комптона. Американский физик А. Комpton (1892—1962), исследуя в 1923 г. рассеяние монохроматического рентгеновского излучения веществами с легкими атомами (парафин, бор), обнаружил, что в составе рассеянного излучения наряду с излучением первоначальной длины волны наблюдается также более длинноволновое излучение.

Схема опыта Комптона показана на рис. 18.7. Выделяемый диафрагмами D узкий пучок монохроматического (характеристического) рентгеновского излучения направляется на рассеивающее вещество PB . Спектральный состав рассеянного излучения исследовался с помощью рентгеновского спектрографа, состоящего из кристалла Kp и ионизационной камеры $ИК$.

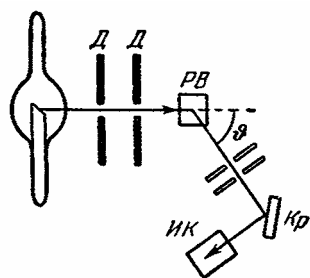


Рис.18.7. Схема опыта Комптона.

Опыты показали, что разность $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ не зависит от длины волны λ падающего излучения и природы рассеивающего вещества, а определяется только углом рассеяния θ :

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2\lambda_C \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (18.8)$$

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

Эффектом Комптона называется упругое рассеяние коротковолнового электромагнитного излучения (рентгеновского и γ -излучений) на свободных (или слабосвязанных) электронах вещества, сопровождающееся увеличением длины волны. Этот эффект не укладывается в рамки волновой теории, согласно которой длина волны при рассеянии изменяться не должна: под действием периодического поля световой волны электрон колеблется с частотой поля и поэтому излучает рассеянные волны той же частоты.

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

Рассмотрим упругое столкновение двух частиц (рис. 18.8) — налетающего фотона, обладающего импульсом $p_\gamma = h\nu/c$ и энергией $\epsilon_\gamma = h\nu$, с покоящимся свободным электроном (энергия покоя $W_0 = mc^2$; m_0 - масса покоя электрона). Фотон, столкнувшись с электроном, передает ему часть своей энергии и импульса и изменяет направление движения (рассеивается).

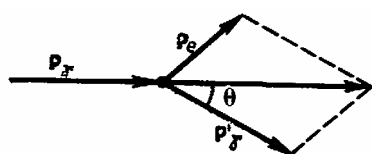


Рис. 18.8. Рассеяние фотона на электроне.

Уменьшение энергии фотона означает увеличение длины волны рассеянного излучения. При каждом столкновении выполняются законы сохранения энергии и импульса.

Согласно закону сохранения энергии,

$$W_0 + \varepsilon_\gamma = W + \varepsilon'_\gamma, \quad (18.9)$$

а согласно закону сохранения импульса,

$$\vec{p}_\gamma = \vec{p}_e + \vec{p}'_\gamma, \quad (18.10)$$

где $W_0 = m_0 c^2$ — энергия электрона до столкновения, $\varepsilon_\gamma = h\nu$ — энергия налетающего фотона, $W = \sqrt{p_e^2 c^2 + m_0^2 c^4}$ — энергия электрона после столкновения (используется релятивистская формула, так как скорость электрона отдачи в общем случае значительна), $\varepsilon'_\gamma = h\nu'$ — энергия рассеянного фотона. Подставив в выражение (18.9) значения величин и представив (18.10) в соответствии с рис. 18.8, получим

$$m_0 c^2 + h\nu = \sqrt{p_e^2 c^2 + m_0^2 c^4} + h\nu', \quad (18.11)$$

$$p_e^2 = \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu'}{c}\right)^2 - 2\frac{h^2}{c^2}\nu\nu'\cos\theta. \quad (18.12)$$

Решая уравнения (18.11) и (18.12) совместно, получим

$$m_0 c^2(\nu - \nu') = h\nu\nu'(1 - \cos\theta).$$

Поскольку $\nu = \frac{c}{\lambda}$, $\nu' = \frac{c}{\lambda'}$ и $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$, получим

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0 c}(1 - \cos\theta) = \frac{2h}{m_0 c}\sin^2\frac{\theta}{2}. \quad (18.13)$$

Выражение (18.13) есть не что иное, как полученная экспериментально Комптоном формула (18.8). Подстановка в нее значений h , m_0 и c дает комptonовскую длину

волны электрона $\lambda_C = \frac{h}{m_0 c} = 2,426 \text{ пм}$.

Наличие в составе рассеянного излучения несмещенной линии (излучения первоначальной длины волны) можно объяснить следующим образом. При рассмотрении механизма рассеяния предполагалось, что фотон соударяется лишь со свободным электроном. Однако если электрон сильно связан с атомом, как это имеет место для внутренних электронов (особенно в тяжелых атомах), то фотон обменивается энергией и импульсом с атомом в целом. Так как масса атома по сравнению с массой электрона очень велика, то атому передастся лишь ничтожная часть энергии фотона. Поэтому в данном случае длина волны λ' рассеянного излучения практически не будет отличаться от длины волны λ падающего излучения.

Из приведенных рассуждений следует также, что эффект Комптона не может наблюдаться в видимой области спектра, поскольку энергия фотона видимого света сравнима с энергией связи электрона с атомом, при этом даже внешний электрон нельзя считать свободным.

Эффект Комптона наблюдается не только на электронах, но и на других заряженных частицах, например протонах, однако из-за большой массы протона его отдача «просматривается» лишь при рассеянии фотонов очень высоких энергий.

Можно показать, что при столкновении фотона со свободным электроном не может произойти поглощения фотона, так как это находится в противоречии с законами сохранения импульса и энергии. Поэтому при взаимодействии фотонов со свободными электронами может наблюдаться только их рассеяние, т. е. эффект Комптона.

Единство корпускулярных и волновых свойств электромагнитного излучения

Рассмотренные в этой главе явления - излучение черного тела, фотоэффект, эффект Комптона - служат доказательством квантовых (корпускулярных) представлений о свете как о потоке фотонов. С другой стороны, такие явления, как интерференция, дифракция и поляризация света, убедительно подтверждают волновую (электромагнитную) природу света. Наконец, давление и преломление света объясняются как волновой, так и квантовой теориями. Таким образом, электромагнитное излучение обнаруживает удивительное единство, казалось бы, взаимоисключающих свойств - непрерывных (волны) и дискретных (фотоны), которые взаимно дополняют друг друга.

Основные уравнения, связывающие корпускулярные свойства электромагнитного излучения (энергия и импульс фотона) с волновыми свойствами (частота или длина волны):

$$\varepsilon_{\gamma} = h\nu, \quad p_{\gamma} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}.$$

Более детальное рассмотрение оптических явлений приводит к выводу, что свойства непрерывности, характерные для электромагнитного поля световой волны, не следует противопоставлять свойствам дискретности, характерным для фотонов. Свет, обладая *одновременно* корпускулярными и волновыми свойствами, обнаруживает определенные закономерности в их проявлении. Так, волновые свойства света проявляются в закономерностях его распространения, интерференции, дифракции, поляризации, а корпускулярные — в процессах взаимодействия света с веществом. Чем больше длина волны, тем меньше энергия и импульс фотона и тем труднее обнаруживаются квантовые свойства света (с этим связано, например, существование красной границы фотоэффекта). Наоборот, чем меньше длина волны, тем больше энергия и импульс фотона и тем труднее обнаруживаются волновые свойства света (например, волновые свойства (дифракция) рентгеновского излучения обнаружены лишь после применения в качестве дифракционной решетки кристаллов), для γ - излучения дифракция не наблюдается.

Взаимосвязь между двойственными корпускулярно-волновыми свойствами света можно объяснить, если использовать» как это делает квантовая оптика, *статистический подход* к рассмотрению закономерностей распространения света. Например, дифракция света на щели состоит в том, что при прохождении света через щель происходит *перераспределение* фотонов в пространстве. Так как вероятность попадания фотонов в различные точки экрана неодинакова, то и возникает дифракционная картина. Освещенность экрана пропорциональна вероятности попадания фотонов на единицу площади экрана. С другой стороны, по волновой теории, освещенность пропорциональна квадрату амплитуды световой волны в той же точке экрана. Следовательно, *квадрат амплитуды световой волны в данной точке пространства является мерой вероятности попадания фотонов в данную точку.*