

заключается в том, что, хотя законы природы симметричны, наш мир не находится в симметричном *состоянии*: он состоит из протонов, нейтронов, электронов, атомов водорода и т. д., *но не из* антипротонов, антинейтронов, позитронов или антиводородных атомов. Причина такого отсутствия симметрии в том, что симметричное состояние нестабильно относительно аннигиляции: материя и антиматерия не могут сосуществовать в ограниченном пространстве. Именно потому, что Земля существует, она должна быть построена либо из вещества, либо из антивещества. Она не могла бы быть их смесью.

Интересно решить вопрос: можно ли такое отсутствие симметрии в состоянии нашего мира распространить *на всю* Вселенную? Возможно, что существуют галактики, состоящие из антивещества; поскольку среднее расстояние между галактиками имеет порядок трех миллионов световых лет, то аннигиляция им не угрожает. На этот вопрос пока невозможно дать ответ, хотя мы склонны считать, что антигалактик не существует. Неизвестно, как возникли галактики, но можно предположить, что они возникли в процессе конденсации некоторого рода «пыли». При этом, однако, трудно понять, как произошло разделение вещества и антивещества, которое привело к образованию галактик и антигалактик. Если мы отвергнем идею антигалактик, остается неразгаданной тайна существования несимметричного мира, в котором преобладает один тип вещества, при условии, что основные законы физики, управляющие этим миром, почти полностью симметричны.

Можно ли «расщепить» фотон?

31. Рассмотрим интересный вопрос, имеющий фундаментальное значение: можно ли фотон с частотой ω расщепить на две части так, чтобы сумма их энергий была $\hbar\omega$, но частота каждой из них оставалась бы равной ω ?

Известно, что классическая электромагнитная теория дает весьма точное описание большей совокупности опытов со светом. Мы говорили также, что соотношение между энергией и импульсом «фотона» может быть получено и в рамках этой классической теории. В таком случае, быть может, позволительно сказать, что фотон есть просто волновой пакет или цуг волн излучения, поведение которого определяется законами классической электромагнитной теории? Мы задали сейчас вопрос, который имеет фундаментальное значение. Если фотон может быть расщеплен в указанном смысле, то вся совокупность идей, которую мы пытались развить в этой главе, окажется поколебленной.

Ответить на наш вопрос можно, обратившись к опыту. Чтобы понять, какого рода опыты следует поставить, примем точку зрения классической теории, а затем сделаем ряд предсказаний, которые мы можем проверить на опыте, чтобы решить, справедлива ли классическая картина.

32. Классический цуг волн электромагнитного излучения можно образовать с помощью источника излучения, антенны и ключа, который может включать и выключать передатчик. Включим передатчик, работающий на частоте ω , на определенное время. Антенна излучит цуг волн такой же длительности. Этот цуг волн можно считать классическим аналогом почти монохроматического «фотона». Можно вообразить, что возбужденный атом работает подобно этому устройству.

Снова подчеркнем, что мы стараемся теперь сравнить свойства физического фотона, проявляющиеся в реальных опытах, с поведением нашего классического цуга волн. Это означает сравнение объекта *реально существующего в природе* (фотона) с объектом, *в природе не существующим*, каким является цуг электромагнитных волн, *точно* следующий законам классической электродинамики. Мы сравниваем, таким образом, факт и фантазию. Чтобы избежать недоразумений, обозначим реальный фотон словом *фотон*, а воображаемый — словом *цуг волн*. Чтобы убедиться в том, что «цуг волн» не является реальностью, рассмотрим некоторые следствия этого представления, которые можно проверить на опыте.

33. Рассмотрим испускание света атомом ртути, возбужденным в результате столкновения. Испускаемый свет имеет частоту ω , соответствующую голубому цвету. Постоянство частоты ω испускаемого излучения понять нетрудно: эта частота соответствует некоторой определенной частоте колебаний в атоме. Невозможно, однако, исходя из классических представлений, понять, почему энергия, уносимая каждым цугом волн, всегда равна в точности $\hbar\omega$. Удары, приводящие к возбуждению атома, по-видимому, не идентичны, и энергия, освобождаемая для испускания света, различна от раза к разу. Но еще труднее понять, почему два абсолютно *разных* атома, например атом натрия и атом ртути, испускающие свет различной частоты ω_{Na} и ω_{Hg} , должны испускать цуги волн с энергией $\hbar\omega_{\text{Na}}$ и $\hbar\omega_{\text{Hg}}$ соответственно. С классической точки зрения появление *универсального* коэффициента пропорциональности \hbar кажется весьма таинственным.

Если обратиться к совокупности всех экспериментальных фактов, рассмотренных в гл. 3, станет ясно, что они не могут быть поняты с помощью классической теории. Забудем, однако, на время все, что нам известно об испускании и поглощении света, и обратимся к изучению «изолированного» фотона. Рассмотрим цуг волн, испущенных некоторым источником, и будем изучать его свойства с помощью фотоэлемента.

34. Иными словами, мы изучаем фотоэффект. Пусть V_0 — задерживающий потенциал фотоэлемента, а W — работа выхода для фоточувствительного слоя. Если энергия волнового пакета будет больше

$$E_{\min} = eV_0 + W, \quad (34a)$$

фотоэлемент сработает, и мы услышим некий «щелчок» в регистрирующем устройстве.

Выберем такое значение V_0 , чтобы

$$\hbar\omega > E_{\min} > (2/3)\hbar\omega, \quad (34b)$$

где ω — частота света. (Мы произвольно взяли $2/3$ как число, большее $1/2$, но меньшее единицы.) Если вся энергия цуга волн сконцентрируется на фотоэлементе, то мы услышим «щелчок». Но если фотоэлемента достигнет лишь половина энергии, щелчка не произойдет, так как переданной электрону энергии будет недостаточно, чтобы он мог преодолеть задерживающий потенциал.

35. Классическая волновая картина позволяет расщепить цуг волн с помощью устройства, показанного на рис. 35А. Свет от источника очень малой интенсивности падает на *расщепитель пучка*, представляющий собой полупрозрачное посеребренное зеркало или соответствующую расщепляющую призму. Можно добиться

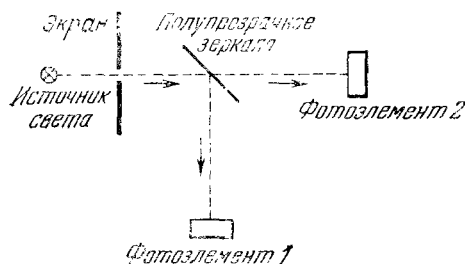


Рис. 35А. Свет от источника с помощью полупрозрачного зеркала делится на два пучка. Расщепляются ли при это отдельные фотоны?

того, чтобы интенсивности прошедшего и отраженного пучков были равны и чтобы интенсивность каждого из них равнялась половине интенсивности первичного пучка, проходящего через щель. Так что это возможный реальный эксперимент, в результате которого мы обнаружим, что *интенсивности* обоих пучков удовлетворяют поставленным условиям.

Классическое объяснение этого результата весьма просто: падая на зеркало, каждый цуг волн расщепляется на две части.

Рассмотрим, что происходит при падении на зеркало одиночного цуга волн. По классической модели он должен расщепиться на две части таким образом, чтобы энергия, переносимая проходящей частью цуга волн, была равна половине первичной энергии. Но тогда фотоэлемент 2 никогда не сработает!

Этот вывод, следующий из классической теории, находится в полном противоречии с опытом. Проходящий свет остается голубым, его частота равна ω , и, пока $\hbar\omega > E_{\min}$, регистратор фотоэлемента 2 щелкает. Это показывает, что энергия прошедшего через зеркало света по-прежнему существует в виде порций $\hbar\omega$. Введение в пучок зеркала приводит лишь к тому, что *скорость счета* уменьшается в два раза.

36. Насколько убедительны доказательства нерасщепляемости фотона, следующие из опыта, показанного на рис. 35А, или из других подобных опытов? Их можно считать *весьма убедительными*. Мы являемся свидетелями многих подобных опытов. Любой оптический прибор, в котором имеется фотоэлемент или фотопластинка, можно рассматривать как прибор, с помощью которого мы безуспешно пытаемся расщепить фотон. Простейший из таких опытов заключается в наблюдении фотоэффекта на различных расстояниях от источника

света. Если атом подобен антенне, он должен испускать свет в виде дуга сферических волн. Интенсивность испущенного света пропорциональна $1/r^2$, и по классической картине это означает, что энергия, переносимая одиночным дугом волн через единичную поверхность, находящуюся на расстоянии r от источника, пропорциональна $1/r^2$. Поэтому, поскольку фотокатод имеет определенную площадь поперечного сечения, то, поместив его на достаточно большом расстоянии, уже, видимо, можно добиться того, чтобы энергия, попадающая на него, была сколь угодно мала. Можно было думать, что при данном задерживающем потенциале фотоэлемент перестанет регистрировать свет, как только расстояние превзойдет определенный предел. Но этого, однако, мы не наблюдаем. В действительности только скорость счета уменьшается по закону $1/r^2$. Возможно, наиболее удивительным примером является наблюдение фотоэлектрического эффекта от света далеких звезд. Дуг волн был испущен сотни тысяч лет назад и прошел огромные пространства космоса. И только малая часть энергии этого дуга может быть уловлена фотоэлементом, расположенным за телескопом. Тем не менее количество энергии, передаваемой электрону фотоэлемента, оказывается равным $\hbar\omega$, как и в том случае, когда источником света является лампа, расположенная на столе, рядом с фотоэлементом.

37. Всякая попытка объяснить эти факты, предположив, что мы наблюдаем некий кумулятивный эффект, когда очень большое число «дробных фотонов» передает свою небольшую энергию электрону фотокатода, который в конце концов, накопив достаточную энергию, оказывается выброшенным, совершенно несостоятельна.

Если бы в этом состояло объяснение, то кумулятивный эффект работал бы и при таком задерживающем потенциале, как, например, $E_{\min} > 100 \hbar\omega$, а это, конечно, не то, что мы наблюдаем: если задерживающий потенциал достаточно высок, фотоэлемент *никогда* не срабатывает.

38. Итак, экспериментальные факты о фотозффекте приводят к неизбежному выводу, что почти монохроматический фотон не может расщепиться на два фотона той же частоты, но меньшей энергии: в этом смысле фотоны не ведут себя подобно классическим дугам волн. Такой вывод находит дополнительное подтверждение в экспериментальных данных о комптон-эффекте, рентгеновском излучении, образовании пар и их аннигиляции, рассмотренных в этой главе. Теоретический анализ этих явлений был основан на предположении, что соотношение $E = \hbar\omega$ всегда справедливо, т. е. что «дробных фотонов» не существует. Это предположение позволило нам объяснить все экспериментальные факты.

По-видимому, в классических идеях что-то ошибочно, и необходимо найти, в чем же их следует изменить. Воздержимся, однако, от слишком поспешных выводов. Обратимся лучше к экспериментам другого типа, также связанным с проблемой «расщепления» фотона. Пока что наши рассуждения привели нас к заключению, что в одном определенном смысле фотон *нельзя* расщепить. Это не исключает возможности его «расщепления» в некоторых других смыслах.

39. Рассмотрим дифракцию на двух щелях (рис. 39А). Непрозрачный экран имеет две щели U и L , перпендикулярные к плоскости рисунка. Источник света S освещает обе щели светом (фотонами) точно определенной частоты ω . Для простоты допустим, что щели одинаковы и их ширина мала по сравнению с длиной волны $\lambda = 2\pi c/\omega$, а расстояние $2a$ между щелями сравнимо с длиной волны.

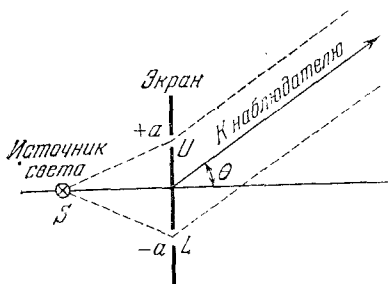


Рис. 39А. Схема, иллюстрирующая дифракцию от двух щелей. Проходит ли отдельный фотон лишь через одну из щелей или через обе, как следует из классического представления о волновом пути? Будет ли интерференционная картина меняться при уменьшении интенсивности падающего света?

Будем измерять интенсивность рассеянного света в зависимости от угла рассеяния θ на расстоянии r от экрана, которое велико по сравнению с расстоянием $2a$. Предположим, что измерения интенсивности выполняются с помощью фотоэлемента. В этом случае интенсивность пропорциональна числу отсчетов фотоэлемента.

40. Рассмотрим предсказания классической электромагнитной теории о распределении интенсивности справа от экрана. Из нашего предположения о малости ширины щели по сравнению с длиной волны следует, что если одна из щелей закрыта, то угловое распределение рассеянного другой щелью излучения является плавной функцией угла θ . Обозначим через A_0 амплитуду рассеянной волны при наличии лишь *одной* щели, верхней или нижней (рис. 39А). Амплитуда $A_0 = A_0(r, \theta)$ зависит от r и θ , и, воспользовавшись комплексным представлением, можно написать

$$A_0 = f(r, \theta) \exp(-i\omega t), \quad (40a)$$

где $f(r, \theta)$ определяет *пространственную* зависимость амплитуды.

В опыте, показанном на рис. 39А, дифрагировавшая волна на большом расстоянии от экрана является суммой двух волн от обеих щелей. Их амплитуды равны, но волна от нижней щели задержана по фазе на величину $(4\pi a/\lambda) \sin \theta$ относительно волны от верхней щели. Полная амплитуда

$$\begin{aligned} A &= f(r, \theta) \exp(-i\omega t) \left[\exp\left(i \frac{\omega a}{c} \sin \theta\right) + \exp\left(-i \frac{\omega a}{c} \sin \theta\right) \right] = \\ &= 2A_0 \cos\left(\frac{2\pi a}{\lambda} \sin \theta\right). \end{aligned} \quad (40b)$$

Интенсивность дифрагировавшего излучения пропорциональна квадрату модуля амплитуды, и соответственно

$$I(r, \theta) = |A|^2 = 4I_0(r, \theta) \cos^2\left(\frac{2\pi a}{\lambda} \sin \theta\right), \quad (40c)$$

где

$$I_0(r, \theta) = |A_0|^2 \quad (40d)$$

— интенсивность от одной щели. Таким образом, интенсивность $I(r, \theta)$ от двух щелей равна произведению интенсивности от одной щели на множитель $4 \cos^2 [(2\pi a/\lambda)\sin\theta]$, который возникает вследствие интерференции волн, посылаемых обеими щелями. Заметим, что если $4 a/\lambda > 1$, то благодаря интерференции в некоторых направлениях интенсивность равна нулю. В других направлениях она в *четыре* раза больше интенсивности от одной щели. Нас интересует лишь интерференционный эффект, описываемый выражением (40с). Связь интенсивностей I и I_0 , заданная этим выражением, есть следствие классических волновых представлений.

41. Выше было показано, что фотон не может быть «расщеплен». На этом основании нам могло бы показаться, что классическое выражение (40с) неверно. Вот схема наших рассуждений: фотоны не могут быть расщеплены, поэтому фотон может пройти либо через одну, либо через другую щель. Допустим, что он прошел через верхнюю щель. В этом случае существование нижней щели не может повлиять на дифракцию фотона, и распределение интенсивностей от всех фотонов, прошедших через верхнюю щель, будет задано выражением $I_0(r, \theta)$. То же можно сказать и о фотонах, прошедших через нижнюю щель. Из всего можно сделать заключение, что полная интенсивность от обеих щелей должна быть равна

$$I^*(r, \theta) = 2I_0(r, \theta). \quad (41a)$$

Эта интенсивность обозначена через I^* , чтобы показать, что она получена в результате отказа от классических идей, которые привели нас к выражению (40с). Читатель должен заметить, что мы не утверждаем, что обсуждение вопроса о распределении фотона *привело* нас к выводу (41a); мы лишь хотели исследовать эту возможность.

42. Эксперимент самым определенным образом свидетельствует в пользу предсказания (40с), полученного на основе волновых представлений. Простой опыт дифракции на двух щелях является прототипом целого класса интерференционных опытов, к которым следует отнести опыты с дифракционными решетками и опыты по дифракции рентгеновского излучения на кристаллах.

Согласно формуле (41a), волны, дифрагировавшие от обеих щелей, не интерферируют, и если это верно для эксперимента с двумя щелями, то никакой интерференции в опыте с дифракционными решетками или кристаллами наблюдаться также не будет.

Прежде чем отвергнуть формулу (41a) как совершенно неверную, подумаем, можно ли считать интерференцию, описываемую формулой (40с), результатом некоторого взаимодействия между *несколькими* фотонами. Если интенсивность источника света достаточно велика, то в каждый данный момент можно иметь дело с несколькими фотонами в пространстве щелей. Возникает вопрос: не является ли интерференция неким «многофотонным» эффектом? Такого рода

рассуждения могут привести нас к предположению, что предсказание (41a) справедливо для крайне слабых источников света, когда фотоны проходят через систему по одному, а предсказание (40с) имеет силу для достаточно интенсивных источников. Другими словами: верно ли, что дифракционная картина меняется от (40с) к (41a) при уменьшении интенсивности источника?

На этот вопрос дается отрицательный ответ. Нет ни малейших указаний на то, что характер дифракционной картины зависит от интенсивности излучения. Не может быть сомнения, что вся совокупность дифракционных и интерференционных опытов подтверждает идеи, положенные в основу формулы (40с).

43. Опыт, непосредственно относящийся к этой проблеме, был выполнен Г. Тэйлором *) в 1909 г. Г. Тэйлор фотографировал дифракционную картину от иглы, освещаемой крайне слабым источником света. В одном из его опытов время экспозиции было равно 2000 часам, т. е. близко к 3 месяцам. В этом случае интенсивность настолько мала, что в области иглы в каждый данный момент находится очень малое число фотонов. Несмотря на это, дифракционная картина оказалась столь же ясной и резкой, как и в случае сильного источника света. Точный теоретический анализ опыта Тэйлора затруднителен (в частности, потому, что условия опыта описаны недостаточно подробно), и мы не будем им заниматься. Тем не менее несомненно, что в его опыте интенсивность света была столь мала, что если бы характер дифракционной картины менялся при уменьшении числа фотонов, то это было бы замечено. Как мы сказали, ни малейших следов такого явления обнаружено не было.

Необходимо подчеркнуть, что наша уверенность в том, что дифракционная картина возникает не от «взаимодействия» большого числа фотонов, покоится не на одних лишь опытах Тэйлора. Она опирается на большое число других интерференционных опытов, которые можно понять только на основе волновой теории, независимо от интенсивности излучения, с которой эти опыты выполнены.

44. Попытаемся теперь изложить основы простой теории, дающей возможность понять рассмотренные выше экспериментальные факты.

1) Почти монохроматическое излучение с частотой ω , испускаемое источником света, можно представлять себе состоящим из «пакетов излучения», которые мы называем фотонами.

2) Распространение фотонов в пространстве правильно описывается максвелловскими уравнениями классической электромагнитной теории. В этом описании каждый фотон считается классическим цугом волн, определенным векторными полями $E(r, t)$ и $B(r, t)$, которые удовлетворяют уравнениям Максвелла с граничными условиями, вытекающими из рассматриваемой задачи. Волна, падающая на полупрозрачное зеркало или на экран с двумя

*) Taylor G. I. Interference Fringes with Feeble Light.— Proc. Cambr. Phil. Soc., 1909, v. 15, p. 114.

щелями, действительно «расщепляется» на две волны, которые могут интерферировать друг с другом, как этого требует классическая теория.

3) Неправильно интерпретировать сумму квадратов амплитуд E и B как плотность энергии в пространстве, в котором движется фотон. От этой идеи, принадлежащей классической физике, необходимо отказаться. Вместо этого каждую величину, *квадратично* зависящую от амплитуды волны, следует интерпретировать как величину, пропорциональную *вероятности* какого-то процесса. Например, интеграл от суммы квадратов амплитуд E и B по некоторой конечной области пространства не равен энергии, вносимой фотоном в эту область. Он пропорционален вероятности обнаружить в этой области фотон, если мы попытаемся «поймать» его с помощью, например, фотоэлемента. Аналогично, вычисленный в классической теории поток излучения через щель в экране следует интерпретировать в новой теории как величину, пропорциональную вероятности того, что фотон будет обнаружен, если мы поместим непосредственно за щелью фотоэлемент.

4) Если где-то в пространстве мы зарегистрировали фотон (например, с помощью фотоэлемента), то энергия, переданная детектирующему устройству, всегда равна $h\omega$. Поскольку вероятность обнаружить фотон пропорциональна сумме квадратов амплитуд E и B , то мы приходим к выводу, что классическая плотность энергии, проинтегрированная по области, равна произведению энергии фотона на вероятность нахождения фотона в этой области. Таким образом, в случае стационарного источника света, испускающего большое число фотонов, *средняя* энергия в данной области равна энергии, вычисленной по классической теории.

45. Итак, мы отказались от классической электромагнитной теории. Новые идеи заключаются в том, что величины, квадратично зависящие от амплитуд электромагнитного поля, интерпретируются как *вероятности*. Мы можем продолжать применять к распространению фотонов в пространстве уравнения Максвелла, но классически вычисляемые плотность энергии или ее поток интерпретируются нами по-новому — как *средние* значения, наблюдаемые с очень большим числом фотонов. Поэтому в тех опытах, где мы измеряем средние значения и не пытаемся наблюдать отдельные фотоны, классическая теория вполне справедлива. С другой стороны, при наблюдении отдельных фотонов, например с помощью фотоэлемента, становится очевидной ограниченность классической теории.

46. Рассмотрим теперь, как в свете новых идей объяснить наблюдаемые экспериментальные факты. Обратимся к примеру, обсуждавшемуся в п. 36. Там наблюдался фотоэффект на различных расстояниях от стационарного источника света. Предположим, что мы имеем дело с почти монохроматическим источником, испускающим в среднем N фотонов за единицу времени с частотой ω . Фотоэлемент расположен на фиксированном расстоянии от источника и связан со счетчиком так, что можно считать число фотонов, упавших на фотоэлемент.

Рассмотрим теперь фотон, испущенный источником. Его можно считать цугом волн конечной протяженности, распространяющимся по всем направлениям и несущим энергию, равную $\hbar\omega$. Пользуясь классической теорией, вычислим полный поток энергии E_c , который придет к фотоэлементу с нашим цугом волн. Эта энергия является малой частью, $q = E_c / \hbar\omega$, всей излученной энергии. Однако в нашей новой интерпретации величины, зависящие квадратично от амплитуды волны, определяют *вероятность* того, что фотон достигнет фотоэлемента. (Для простоты предположим, что эффективность нашего фотоэлемента равна 100%. В этом случае q равно вероятности срабатывания счетчика при испускании фотона источником.)

Невозможно предсказать, будет ли данный испущенный источником фотон зарегистрирован фотоэлементом, но можно утверждать, что вероятность регистрации равна q . Если счетчик сработал, то фотоэлемент получил от источника количество энергии, равное $\hbar\omega$. Отсюда следует, что *средняя* мощность, перенесенная от стационарного источника к фотоэлементу, равна $W_{\phi} = qN\hbar\omega = NE_c$. Эта величина совпадает с предсказанной классической теорией.

Вычисленная классически величина E_c , конечно, пропорциональна $1/r^2$, где r — расстояние от источника до фотоэлемента. Отсюда следует, что и величина $q = E_c / \hbar\omega$ также пропорциональна $1/r^2$, а поскольку скорость счета фотоэлемента равна qN , то и эта величина также обратно пропорциональна квадрату расстояния, что совпадает с результатом наблюдений.

47. Многие находят в приведенных выше рассуждениях нечто парадоксальное. Вот их доводы. Допустим, что расстояние r очень велико, скажем равно световому году. Испущенный фотон распространился подобно сферической оболочке (рис. 47А). За то время, пока волна дойдет до детектора, ее энергия распределится в большой области в пространстве, например в сферической оболочке радиусом в световой год. Каким же образом эта энергия может внезапно сконцентрироваться на фотоэлементе? Чтобы энергия с «дальнего конца» оболочки дошла до фотоэлемента, должны пройти световые годы, иначе нарушается принцип, по которому никакой сигнал не может распространяться со скоростью, большей скорости света.

Ошибочность этого рассуждения связана с уверенностью в справедливости классического выражения для плотности энергии через амплитуды электрического и магнитного полей. Не следует забывать, что вообще вся концепция электромагнитного поля в физике имеет целью описание взаимодействия *зарядов*. В томе II этого курса *) мы показали, что это *удобная* концепция. Особенно, удобно иногда *считать* (в макроскопических случаях), что энергия распределена в пространстве с плотностью, пропорциональной квадрату амплитуды поля. Однако, как было показано в томе II, не существует никаких физических фактов, позволяющих понимать эту концепцию буквально. Теперь мы знаем, что классическое выражение для плотности энергии относится к *среднему* значению

*) Парселл Э. Электричество и магнетизм. — 3-е изд. — М.: Наука, 1983.

этой плотности, которое мы наблюдаем для очень большого числа фотонов, но не описывает плотность энергии, связанную с одиночным фотоном.

Реальная проблема заключается в следующем: каковы законы, управляющие переносом энергии от атома в источнике света до

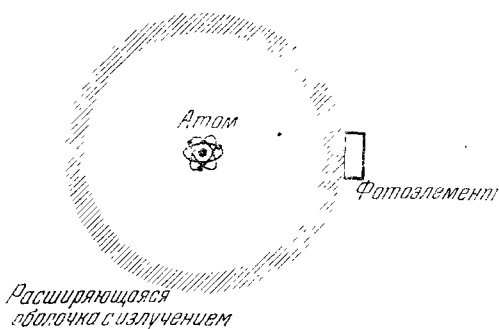


Рис. 47А. Атом в центре рисунка испустил свет год назад. Соответственно радиус сферической оболочки, до которой дошло излучение, равен световому году. На таком же расстоянии (справа на рисунке) установлен фотоэлемент. Его срабатывание означает, что вся энергия волны внезапно сконцентрировалась на фотоэлементе. Почему это возможно? Каким образом энергия от противоположной части оболочки достигает фотоэлемента за время, меньшее чем два года? «Парадокс» исчезает, если мы откажемся от классической идеи, что плотность энергии пропорциональна квадрату амплитуды поля. В квантовой механике перенос энергии от атома к фотоэлементу управляется вероятностным законом и квадрат амплитуды поля интерпретируется как плотность вероятности

электрона в детекторе? И именно это мы изучаем, и некоторые свойства новых законов мы уже обнаружили.

48. Вернемся к дифракционному опыту, рассмотренному в п. 39—42 (рис. 39А). Предположим, что с помощью фотоэлемента мы наблюдаем фотоны в данном направлении θ . Измеряя скорость счета при разных углах θ , мы можем получить дифракционную картину. Допустим, что наш счетчик сработал.

Вопрос: через какую щель прошел фотон? *Ответ:* он прошел через обе щели — частично через щель U , частично через щель L .

Этот ответ вполне в духе нашей теории, принципы которой изложены в п. 44. Если бы объектом исследования был, скажем, миллиардный шар, движение которого определено законами классической механики, то подобный ответ был бы поразительным. Но мы имеем дело с фотонами, и такой ответ не удивителен; он просто отвечает тому, что действительно происходит.

Вопрос: можно ли так устроить, чтобы *знать*, через какую щель прошел фотон? *Ответ:* да, и очень просто. Закроем щель U ; тогда мы знаем, что все зарегистрированные фотоны пришли через щель L . При этом, конечно, мы уже не увидим дифракции от двух щелей, а будем наблюдать дифракцию от одной щели. Читатель скажет, что это не отвечает на заданный вопрос. Продолжаем этот опыт с помощью более хитрого устройства, не прибегая к закрытию одной щели. Другими словами: мы хотим сохранить *в точности* дифракционную картину от двух щелей в том виде, в каком

она существовала до хитрого устройства, но тем не менее иметь возможность указать щель, через которую прошел данный фотон. Можно ли это сделать?

Допустим, что это возможно. Тогда мы могли бы просто отбросить все отсчеты, при которых фотон прошел через щель U , и построить дифракционную картину по остальным отсчетам, отвечающим прохождению фотонов через щель L . Что представляла бы собой такая картина? Она должна была бы соответствовать дифракции от одной щели, ибо мы уверены, что «через щель U ничего не прошло», а это равносильно закрытию этой щели. *Все* сказанное справедливо и для другой щели. *Все* отсчеты, рассмотренные совместно, дали бы картину, рассмотренную в п. 41, т. е. она совпадала бы с тем, что мы действительно наблюдаем в случае дифракции от двух щелей. Итак, в опыте, где мы наблюдаем дифракцию от двух щелей, мы не можем указать, через какую щель прошел фотон. Такая дифракционная картина может возникнуть лишь в том случае, если фотон проходит через обе щели, и вопрос о том, через какую именно щель прошел фотон, *не имеет смысла*.

49. Мы узнали много интересного о свойствах фотона. Изложенная в п. 44 простая теория представляет собой лишь первое приближение к квантовомеханической теории электромагнитного излучения. Но сказали мы не все. Мы ничего не сказали, в частности, о процессе, происходящем с участием нескольких фотонов. Цель этой главы — лишь в простой и предварительной формулировке квантовомеханических идей, достаточной, однако, для понимания основных опытов с фотонами. Этой цели мы достигли. Суть изложенной теории в том, что *амплитуда* волны, связанной с фотоном, рассматривается в рамках классической электромагнитной теории, тогда как все величины, квадратично зависящие от амплитуды, интерпретируются через вероятности. Фотон может быть «расщеплен» в том смысле, что волну можно разложить с помощью полупрозрачных зеркал или других устройств на две или большее число частей, как это происходит в классической теории. Однако мы не можем с помощью, например, фотоэлемента зарегистрировать часть почти монохроматического фотона с частотой ω , несущего энергию $\hbar\omega$, и в этом смысле фотон «нерасщепим». Эти идеи представляют собой очевидный отказ от идей классической электромагнитной теории. Было бы, однако, преувеличением утверждать, что мы *полностью* отказались от классической теории. Скорее мы обнаружили ее ограниченность.

Мы хотим подчеркнуть, что в обсуждавшихся экспериментальных фактах нет ничего парадоксального или таинственного. Обнаруживаемые в опыте свойства природы, естественно, поражают нас, но причина этого в предвзятых идеях, на которых мы воспитаны. Нам кажется, что мы знаем, что должно происходить, и бываем обескуражены, когда действительность обманывает наши ожидания. Следует, однако, привыкнуть принимать вещи такими, какие они есть, и видеть задачу теории в простом и согласованном описании явлений.

Читатель должен понимать, что теоретические идеи этой главы возникли из анализа экспериментальных фактов. Зная результат одного опыта, мы не могли бы с помощью одной лишь логики предсказать результат другого. Возможно, в некоторых случаях нам помогла бы *догадка*, но это другой вопрос. Вряд ли можно указать причины, по которым дело происходит именно так, как описано в этой главе. Вполне могло бы случиться, что расщепленный фотон существовал бы или что дифракционная картина меняла бы свой вид при уменьшении интенсивности света.

50. В заключение главы мы обращаем внимание читателя на замечательное теоретическое значение и познавательную ценность «оптического набора», состоящего из фотоэлементов, электронных счетных схем, дифракционных решеток, монохроматических источников света и некоторых других стандартных оптических устройств. Такой набор дает возможность изучить много фундаментальных вещей.

Задачи

1. Ядро или атом с массой M_i испускает фотон. Конечное ядро (образовавшееся после испускания фотона) имеет массу M_f . Испущенный фотон наблюдается в системе координат, где начальное ядро покоилось; пусть частота фотона равна ω . Введем частоту $\omega_0 = (M_i - M_f)c^2/\hbar$.

а) Покажите, что

$$\omega = \frac{M_i + M_f}{2M_i} \omega_0 = \omega_0 \left[1 - \frac{\omega_0 \hbar}{2M_i c^2} \right].$$

б) Вычислите $(\omega_0 - \omega)/\omega$ для желтой линии натрия и для γ -линии 113 кэВ, испускаемой изотопом гафния ^{177}Hf .

Приведенная формула описывает эффект отдачи при испускании фотона. Фотон всегда имеет меньшую частоту, чем та, которую он должен был бы иметь при бесконечно тяжелом ядре M_f . Для оптических фотонов, испускаемых атомом, эффект крайне мал.

2. Рассмотрим процесс, обратный обсуждавшемуся в задаче 1. Атом или ядро с массой M_f , находившееся в покое в лабораторной системе координат, поглощает фотон с частотой ω . Конечная масса атома (или ядра) равна M_i . Опять положим $\omega_0 = (M_i - M_f)c^2/\hbar$. Получите соотношение между ω , ω_0 , M_i и M_f . Заметьте, что при малых относительных изменениях массы частота ω очень близка к ω_0 .

3. Определите по графику на рис. 23А этой главы отношение h/e с точностью, допускаемой точностью графика. Скорость света считайте известной.

4. Рассмотрите кривые Комптона на рис. 20А. Абсцисса графика приблизительно пропорциональна длине волны. Воспользовавшись третьим графиком, постарайтесь предсказать смещение максимумов для второго и четвертого графиков. Сравните предсказанное смещение с кривыми.

5. Рассмотрите графики на рис. 16А. Можно заметить, что абсцисса выражена в двух шкалах — скорости и частоты. Энергия γ -квантов, испускаемых возбужденным ядром ^{57}Fe , равна 14,4 кэВ. Можете ли вы, зная это, составить соотношение скорости и частоты для обеих шкал?

6. Обратите внимание на замечательную особенность рис. 16А. Эффект отдачи, о котором говорилось в задаче 2, отсутствует. Это явление известно как эффект Мёссбауэра (по имени открывшего его ученого *). Можете ли вы дать какое-ни-

*) Mössbauer R. L. Kernresonanzfluoreszenz von Gammastrahlung in ^{191}Ir . — Zs. f. Phys., 1958, v. 151, p. 124 (перевод этой статьи см. в книге: Фраунфельдер Г. Эффект Мёссбауэра. — М.: Атомиздат, 1964).

Мёссбауэр Р. Л. Резонансное ядерное поглощение γ -квантов в твердых телах. — УФН, 1960, v. 72, p. 658.