ГЛАВА 4

ФОТОНЫ

Фотон как частица

1. В этой и в следующей главах мы рассмотрим корпускулярные и волновые свойства фотона, электрона, нейтрона и других элементарных объектов. Начнем с основных экспериментальных фактов и попытаемся составить себе предварительную, но согласованную картину явлений. Во многих случаях результаты рассмотренных опытов могут потребовать новых экспериментов. Тогда мы попытаемся сделать определенные предсказания, а затем изучить, что́ же наблюдается в действительности. Наш подход заключается в экспериментировании с идеями, и нам не следует слишком ограничивать себя какой-либо определенной моделью: постараемся сохранить непредвзятый взгляд на вещи.

2. Начнем с фотонов. Фотоны — это «кванты» электромагнитного поля; мы знаем, что почти монохроматическое излучение частоты ω приходит в виде порций, несущих энергию $E=\hbar\omega$. Наиболее прямым доказательством таких свойств поля является фотоэлектрический эффект, но, как мы убедимся, к этому же выводу приводят и другие наблюдения. Совокупность этих опытов приводит к заключению, что связь $E=\hbar\omega$ остается верной для очень широкой области частот; и мы совершим смелую экстраполяцию, допустив, что такая связь между энергией пакета и частотой является законом, *общим для любых* фотонов.

3. Предположим, что имеется пакет электромагнитного излучения с частотой ω, распространяющийся в некотором направлении со скоростью света c. Нас интересует, обладает ли такой пакет импульсом, и если да, то чему этот импульс равен? Если такой пакет, который мы называем фотоном, обладает некоторыми свойствами частицы, то можно ожидать, что он имеет импульс. В этом случае не мешало бы обдумать, в каких опытах импульс фотона можно непосредственно измерить.

В томе III нашего курса *) мы узнали, что монохроматическая электромагнитная волна, переносящая в определенном направлении энергию E, переносит в том же направлении и импульс $p=E/c$. Таково предсказание классической электромагнитной теории; и разумно ожидать, что оно сохраняется для электромагнитных квантов.

4. Поучительно вывести связь между энергией и импульсом с другой точки зрения. Допустим поэтому, что соотношение $p=E/c$

---

*) *Крауфорд Ф.* Волны.— 3-е изд.— М.: Наука, 1984, гл. 7.

нам неизвестно, но мы верим в универсальную справедливость связи $E=\hbar\omega$. Это означает, в частности, что такая связь справедлива в *любой* инерциальной системе. Принцип специальной теории относительности требует, чтобы общие соотношения между энергией, импульсом, частотой и направлением распространения, справедливые для *всех* фотонов в *данной* инерциальной системе, были справедливы и в *любой* инерциальной системе. Таким образом, требование релятивистской инвариантности налагает определенные ограничения на возможные связи между указанными физическими величинами. Идея заключается в том, чтобы использовать эти ограничения и получить выражение для импульса $\boldsymbol{p}$ фотона.

Предположим, что в данной инерциальной системе фотон распространяется в положительном направлении оси x. Будем считать его частицей с энергией $E=\hbar\omega$ и неизвестным импульсом p. Из соображений симметрии следует, что импульс также направлен по оси x. Рассмотрим ту же ситуацию в другой инерциальной системе, которую назовем «штрихованной». Пусть эта система движется с постоянной скоростью v по отношению к первой, «нештрихованной» системе, и пусть скорость v направлена по оси x. Наблюдатель в штрихованной системе зарегистрирует фотон с частотой ω', несущий энергию $E'=\hbar\omega'$ и импульс $\boldsymbol{p}'$. Так как $c>v$, то и в штрихованной системе фотон будет распространяться вдоль положительного направления оси x'. Мы приходим к выводу (из соображений симметрии), что в *обеих* системах импульс должен совпадать с направлением движения фотона. Поэтому можно отказаться от векторного обозначения импульса и писать p и p' для x- и x'-компонент импульса, имея в виду, что другие компоненты равны нулю.

5. Вспомним два следствия из преобразований Лоренца, рассмотренные в томе I этого курса *). Первым из них является формула для продольного доплеровского сдвига частоты, связывающая частоты ω и ω':

$$\omega'=\omega\sqrt{\frac{c-v}{c+v}}. \tag{5a}$$

Второе следствие — это закон преобразования энергии и импульса частицы:

$$E'=\frac{E-vp}{\sqrt{1-(v/c)^2}}. \tag{5b}$$

Используем теперь наши предположения

$$E=\hbar\omega, \quad E'=\hbar\omega', \tag{5c}$$

чтобы исключить E и E' из выражения (5b). Исключая из полученного равенства ω' с помощью (5a), получаем

$$\hbar\omega\sqrt{\frac{c-v}{c+v}}=\frac{\hbar\omega-vp}{\sqrt{1-(v/c)^2}}.$$

---

*) *Киттель Ч., Найт У., Рудерман М.* Механика.— 3-е изд.— М.: Наука, 1983. Формула для продольного доплеровского сдвига получена в гл. 11, законы преобразования энергии и импульса — в гл. 12.

Решая это уравнение относительно p, находим

$$p = \hbar\omega/c, \tag{5d}$$

или

$$p = E/c. \tag{5e}$$

Это соотношение, разумеется, справедливо *в любой* инерциальной системе, так как наша нештрихованная система не имела никаких особенностей. В частности, оно справедливо и для штрихованной системы. Мы отмечали уже, что соотношение (5e) может быть выведено также из классической электромагнитной теории, тогда как соотношение (5d) — чисто квантовомеханическое: из него следует, что квант света с частотой ω всегда переносит импульс $\hbar\omega/c$. Эта связь, разумеется, следует немедленно из (5e) и (5c). И наоборот, (5c) легко получить из (5d) и (5e).

6. Масса покоя $m_ф$ фотона равна нулю. В гл. 1 мы получили общую связь между массой покоя, энергией и импульсом, которая для случая фотона имеет вид

$$(m_ф c^2)^2 = E^2 - p^2c^2. \tag{6a}$$

В соответствии с формулой (5e) правая часть этого равенства обращается в нуль, и мы получаем $m_ф = 0$. Этот результат с первого взгляда может показаться несколько странным: если фотон имеет некоторые свойства частицы, то в своей системе покоя он должен был бы иметь массу. Следует, однако, иметь в виду, что *для фотона не может быть инерциальной системы, в которой бы он покоился*; электромагнитное излучение распространяется со скоростью c *в любой* инерциальной системе. Таким образом, фотон в состоянии покоя — понятие, лишенное смысла.

Можно было бы сказать, что объект, который никогда не может быть в состоянии покоя, нельзя назвать «частицей». Однако имеется установившийся обычай говорить о «безмассовых» частицах, примером которых служат фотон и нейтрино, и мы следуем этому обычаю. В конце концов, определение слова «частица» можно считать делом вкуса. Естественно, удобно фотон и нейтрино рассматривать с тех же позиций, что и частицы, обладающие массой. С другой стороны, следует особо подчеркнуть, что фотон «не похож на биллиардный шар», лишь *некоторые* свойства фотона напоминают свойства частицы.

7. Рассмотрим теперь несколько мысленных опытов, цель которых выяснить, в какой мере корпускулярные представления о фотоне согласуются с некоторыми результатами классической электромагнитной теории. Эти опыты позволят нам привыкнуть к идее, что кванты электромагнитного излучения — фотоны — имеют свойства частиц.

Здесь уместно привести разъяснение. Говоря о «свойствах частицы», мы имеем в виду те свойства, которые приписывает частице классическая физика. В современном понимании словом «частица» называют такие объекты, как фотоны, электроны, протоны, нейтроны и т. д. Строго говоря, «свойствами частицы» являются свойства всех этих объектов. В частности, свойством реальной физической частицы является то, что она имеет волновые свойства. На этой стадии рассуждений мы не будем рассматривать свойства *реальных* физических частиц, а ограничимся изучением того, в какой мере эти частицы ведут себя подобно воображаемым «классическим частицам».

8. Рассмотрим стационарный источник света, испускающий фотоны с частотой ω. Направим этот свет перпендикулярно к поверхности идеального зеркала, покоящегося относительно источника света.

Классическая электромагнитная теория предсказывает, что отраженный от зеркала свет будет иметь ту же частоту ω и что поток

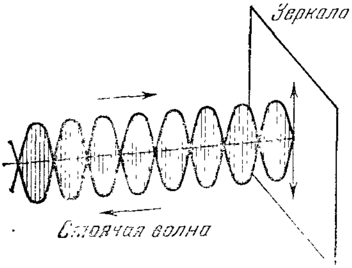

Рис. 8А. Отражение света от зеркала по волновым представлениям. Стоячая волна перед зеркалом индуцирует в его поверхности токи. Сила, с которой волна действует на зеркало, возникает от взаимодействия магнитного поля волны с этими токами. При нормальном падении давление излучения P равно плотности энергии W в пространстве у зеркала

энергии, падающий на зеркало, равен потоку отраженной от него энергии. Далее, из классической теории следует, что падающее излучение создает давление на зеркало (так называемое давление излучения). Если предположить, что интенсивность излучения равномерна по всей поверхности зеркала, то давление

$$P = W, \tag{8a}$$

где W — плотность энергии в поле излучения в непосредственной близости от отражающей поверхности.

Обозначим через Φ плотность потока энергии падающего излучения, т. е. количество энергии, падающей за единицу времени на единичную поверхность зеркала, перпендикулярную к направлению светового пучка, а через Φ' — плотность потока энергии отраженного излучения. Тогда получим $\Phi = \Phi'$. В единицу времени излучение распространяется на расстояние c, и плотность энергии

$$W = \frac{\Phi}{c} + \frac{\Phi'}{c} = \frac{2\Phi}{c}, \tag{8b}$$

где первое слагаемое дает плотность энергии, созданную падающим, а второе — отраженным излучением. Таким образом, плотность потока энергии и давление излучения связаны формулой

$$P = 2\Phi/c, \tag{8c}$$

следующей из (8a) и (8b).

9. Рассмотрим теперь этот опыт с помощью представления о фотонах. Пусть, например, на единичную поверхность зеркала падает

N фотонов в единицу времени. Каждый фотон несет энергию $E = \hbar\omega$ и импульс $p=\hbar\omega/c$. После столкновения с зеркалом каждый фотон меняет знак импульса (мы считаем зеркало бесконечно тяжелым, так что оно остается в покое); таким образом, каждый фотон

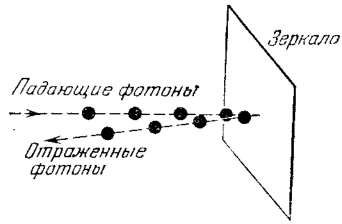

Рис. 9А. Отражение света от зеркала по корпускулярным представлениям. Давление излучения возникает в результате отражения фотонов от зеркала. При нормальном падении импульс фотона меняет направление на обратное. Соотношение между давлением излучения и плотностью энергии остается тем же, что и в волновой теории (рис. 8А)

передает зеркалу импульс, равный $2p$. В этом примере давление излучения объясняется бомбардировкой зеркала фотонами.

Давление излучения P равно импульсу, переданному единичной поверхности зеркала за единицу времени, и мы имеем

$$P = 2Np = 2N\hbar\omega/c. \qquad (9a)$$

С другой стороны, плотность потока энергии

$$\Phi = N\hbar\omega, \qquad (9b)$$

а плотность энергии (фотоны движутся со скоростью света)

$$W = 2N\hbar\omega/c. \qquad (9c)$$

Из формул (9a) — (9c) следуют соотношения (8a) — (8c), и это значит, что в рассмотренном опыте фотонная и волновая картины излучения согласуются.

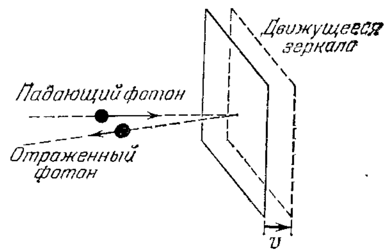

Рис. 10А. По законам упругого столкновения энергия E' отраженного фотона будет меньше энергии E падающего фотона, если зеркало движется от источника. Сдвиг частоты можно найти из соотношений $E=\hbar\omega$ и $E'=\hbar\omega'$. Предположив, что масса зеркала бесконечно велика, получим тот же результат, что и в волновой теории (рис. 12А)

10. Перейдем теперь к более сложному опыту. Пусть источник света покоится в лабораторной системе координат и испускает фотоны с частотой ω, которые падают перпендикулярно на поверхность зеркала, удаляющегося от источника с *небольшой* скоростью v. Предположим, что масса M зеркала очень велика. (Мы считаем скорость v малой и массу M большой, чтобы иметь дело с нерелятивистской задачей.)

Рассмотрим, что́ произойдет с точки зрения фотонных представлений при столкновении одиночного фотона с зеркалом. До столкновения фотон имел энергию $E=\hbar\omega$ и импульс $p=\hbar\omega/c$, после столкновения его энергия равна E' и импульс $p'=E'/c$. Законы сохранения энергии и импульса имеют вид

$$p + Mv = -p' + Mv' \quad \text{(импульс)}, \qquad (10a)$$

$$E + \frac{Mv^2}{2} = E' + \frac{Mv'^2}{2} \quad \text{(энергия)}. \qquad (10b)$$

Здесь мы приняли во внимание, что скорость зеркала до столкновения слегка отличается от скорости после столкновения; направление движения остается, однако, неизменным. Отраженный фотон движется в обратном направлении, поэтому в равенстве (10a) p' входит со знаком минус.

Частота отраженного фотона $\omega'=E'/\hbar$. Равенства (10a) и (10b) можно переписать в виде

$$\frac{\hbar\omega}{c}+Mv=-\frac{\hbar\omega'}{c}+Mv' \quad \text{(импульс)}, \tag{10c}$$

$$\hbar\omega+\frac{Mv^2}{2}=\hbar\omega'+\frac{Mv'^2}{2} \quad \text{(энергия)}. \tag{10d}$$

Исключая v' из обоих выражений, получаем для разности частот

$$\hbar(\omega-\omega')=\frac{v}{c}\hbar(\omega+\omega')+\frac{1}{2M}\left(\frac{\hbar}{c}\right)^2(\omega+\omega')^2. \tag{10e}$$

В предельном случае бесконечно тяжелого зеркала второе слагаемое в правой части (10e) исчезает и мы получаем

$$\omega'=\omega\frac{1-v/c}{1+v/c}. \tag{10f}$$

Так как v/c мало, то можно разложить (10f) в ряд по степеням v/c. Ограничиваясь членом, линейным по v/c, получаем следующее выражение для частоты отраженного света:

$$\omega'\approx\omega(1-2v/c). \tag{10g}$$

11. Рассмотрим также интенсивность отраженного излучения. Для этого вообразим, что наблюдатель находится в плоскости, фиксированной в лабораторной системе координат и параллельной зеркалу. Пусть число фотонов, падающих на единичную поверхность зеркала за единицу времени, равно N, а число отраженных фотонов равно N'. Допустим также, что размеры источника света настолько велики, что все фотоны падают на зеркало строго перпендикулярно к его поверхности. В этом случае

$$N'=N(1-2v/c). \tag{11a}$$

Чтобы убедиться в справедливости написанного выражения, представим себе, что падающие на зеркало фотоны проходят через плоскость наблюдения, будучи равномерно распределенными во времени. Тогда интервал времени между двумя последовательными прохождениями фотонов через единичную поверхность будет $1/N$. Данный фотон вернется к плоскости через время t, следующий за ним должен будет пройти большее расстояние, так как зеркало сдвинется на расстояние v/N, и он вернется к плоскости в момент $t+\frac{1}{N}+\frac{2v}{c}\frac{1}{N}$.

Таким образом, интервал времени между возвращающимися фотонами равен $\frac{1}{N'}=\frac{1}{N}\left(1+\frac{2v}{c}\right)$. При малых v/c мы получаем приближенное выражение (11a).

Теперь вычислим *интенсивность* пучка фотонов, т. е. поток энергии через единичную поверхность в единицу времени. Он равен $\Phi=\hbar\omega N$ для падающего пучка и $\Phi'=\hbar\omega' N'$ для отраженного; таким образом, обе интенсивности связаны (приближенным) выражением

$$\Phi'=\Phi(1-4v/c). \tag{11b}$$

Мы получили два интересных результата: частота отраженных фотонов меняется согласно (10g), а интенсивность отраженного пучка связана с интенсивностью падающего формулой (11b). Можно ли получить те же результаты с помощью классической электромагнитной теории? *)

12. С точки зрения волновой теории наблюдателю, покоящемуся в лабораторной системе координат, кажется, что отраженный свет

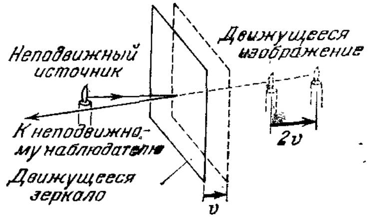

Рис. 12А. Свет покоящегося источника, отраженный движущимся зеркалом, кажется испущенным движущимся источником. Изображение перемещается со скоростью, превышающей вдвое скорость зеркала. Волновая теория предсказывает, что частота отраженного света будет испытывать доплеровское смещение (вообразите для простоты, что свеча является источником монохроматического света)

приходит от «источника за зеркалом», который является зеркальным изображением источника света. Это зеркальное изображение движется со скоростью v по отношению к зеркалу, а само зеркало с такой же скоростью движется относительно покоящегося наблюдателя. При малых v можно использовать нерелятивистский закон сложения скоростей. Таким образом, получим, что изображение источника света удаляется от наблюдателя со скоростью $2v$. Поэтому возникает доплеровское смещение частоты и отраженный свет имеет частоту ω', которая (в нерелятивистском приближении) равна $\omega'=\omega(1-2v/c)$ в согласии с (10g).

13. Перейдем к вопросу об интенсивности. В томе II этого курса **) мы обсуждали законы преобразования электромагнитного поля при преобразованиях Лоренца. Обозначим через E и B амплитуды электрического и магнитного поля волны в системе координат, неподвижной относительно источника света. Те же величины в системе координат, удаляющейся от наблюдателя со скоростью v, обозначим через E' и B' соответственно. Для линейно поляризованной плоской волны имеем $E=B$ и $E'=B'$.

Из известных нам законов преобразования следует

$$E'=E\sqrt{\frac{c-v'}{c+v'}}. \tag{13a}$$

---

*) Разумеется, можно. Проделать этот вывод было бы весьма поучительно. Один из способов рассмотрения таких задач заключается в переходе к системе зеркала и в обратном переходе в лабораторную систему координат.

**) *Парселл Э.* Электричество и магнетизм.— 3-е изд.— М.: Наука, 1983, гл. 6, п. 7.

Интенсивность (плотность потока энергии) в этом случае пропорциональна квадрату амплитуды, и мы получаем

$$\Phi' = \Phi\,\frac{c-v'}{c+v'}, \tag{13b}$$

где Φ — интенсивность в системе источника света; Φ' — интенсивность в системе координат, в которой источник удаляется от наблюдателя со скоростью v. Если мы теперь положим $v'=2v$, разложим (13b) в ряд по v/c и ограничимся линейными членами, то получим формулу (11b).

Мы видим, что корпускулярные представления о свете приводят к тем же выводам, что и волновые представления, т. е. классическая электромагнитная теория.

14. Теперь рассмотрим результирующий конечный поток энергии через «плоскость наблюдателя», параллельную зеркалу. Так как отраженный свет обладает меньшей интенсивностью, чем падающий, то этот конечный поток не равен нулю. Откуда берется эта

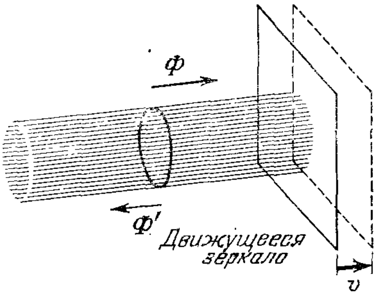

Рис. 14А. Интенсивность света, отраженного от зеркала, удаляющегося от источника и наблюдателя, меньше интенсивности падающего на зеркало света. Давление излучения совершает над зеркалом работу, и объем, заполненный энергией излучения, возрастает. Баланс энергии правильно описывается как волновой, так и корпускулярной теорией

энергия? Зеркало движется, и давление излучения совершает над ним работу; эта работа поглощает *половину* результирующего потока. Другая половина отражается, образуя электромагнитное поле в пространстве между зеркалом и плоскостью наблюдения; объем этого пространства равномерно возрастает, но плотность энергии остается постоянной. Поэтому в этот объем энергия должна втекать с постоянной скоростью. Пользуясь фотонными представлениями, мы должны сказать, что число фотонов, летящих в пространстве от зеркала до плоскости наблюдения, должно равномерно увеличиваться по мере роста расстояния. Читатель может самостоятельно выполнить простые вычисления, идея которых описана в этом пункте, и убедиться в существовании баланса энергии.

15. Рассмотрим еще один пример, который покажет, что в наших рассуждениях нужна осторожность. Пусть источник предельно монохроматического света частоты ω_0 (им может быть *лазер*) освещает зеркало, которое колеблется с частотой ω_m в направлении пучка. Мы хотим найти частоту отраженного света.

Положив в основу наивную корпускулярную модель, можно рассуждать так: если фотон настигает зеркало, когда его скорость равна v и направлена от источника, то частота отраженного фотона, в соответствии со сказанным ранее, равна $\omega=\omega_0(1-2v/c)$.

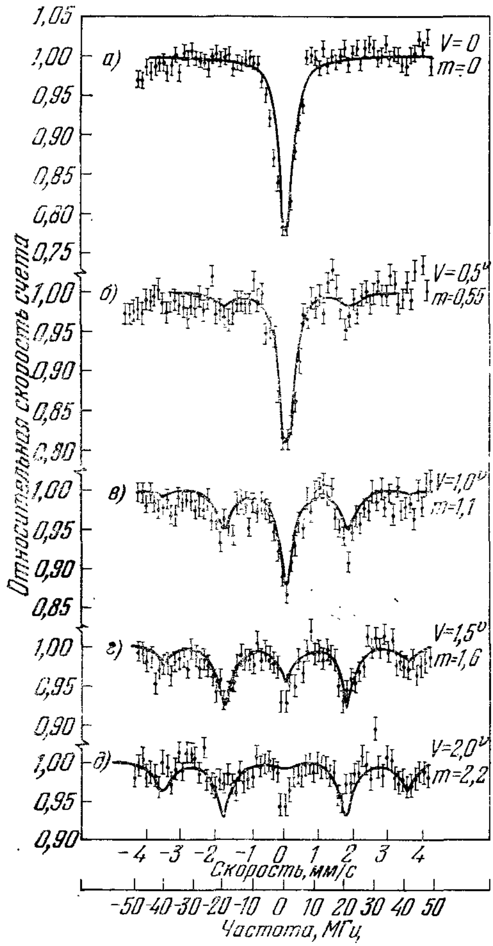

Рис. 16А. Частотный спектр γ-излучения, испущенного колеблющимся источником, содержащим возбужденные ядра ^{57}Fe. Кривые *а*) — *д*) соответствуют различным амплитудам колебаний при одной и той же частоте 20 МГц. Спектральным линиям соответствуют минимумы кривых. Одна из линий расположена на основной частоте, остальные — на расстояниях ± 20 и ± 40 МГц от центральной частоты. В действительности эти кривые дают зависимость прозрачности *равномерно* движущегося поглотителя, содержащего ^{57}Fe в основном состоянии, от скорости поглотителя. При скорости источника, равной нулю, происходит сильное поглощение γ-излучения. При колебаниях источника происходит сильное поглощение при тех скоростях, для которых вследствие доплеровского смещения испущенные линии совпадают с резонансной линией ^{57}Fe (*Ruby S.*, *Bolef D. I.* Acoustically Modulated γ-Rays from ^{57}Fe.— Phys. Rev. Lett., 1960, v. 5, p. 5)

Фотоны падают на зеркало случайным образом, так что в отраженном свете мы должны иметь *непрерывный* набор частот в интервале от $\omega_0(1-2v_0/c)$ до $\omega_0(1+2v_0/c)$, где v_0 — максимальная скорость зеркала. Вместо монохроматической линии мы будем иметь в отраженном свете линию конечной ширины.

16. Классическая волновая картина приведет нас к другим выводам. Отраженный свет есть результат двух периодических процессов, и поэтому можно ожидать появления в отраженном свете *комбинационных частот*, образованных из частот ω_0 и ω_m. Тщательный анализ этой проблемы в рамках классической электромагнитной теории показывает, что в отраженном свете должен появиться дискретный ряд частот $\omega=\omega_0+n\omega_m$, где n — любое целое число (положительное, отрицательное или нуль). В физически реальном случае $v \ll c$, когда скорость зеркала мала по сравнению со скоростью света, *интенсивности*, с которыми представлены эти различные частоты, уменьшаются с увеличением числа n.

Автор надеется, что этот результат будет понятен читателю. Мы не будем доказывать его в общем виде, а подтвердим его правдоподобность рассмотрением частного случая. Предположим, что ω_0 — целое кратное ω_m. В этом случае весь процесс возникновения отраженного пучка будет строго периодическим с периодом $2\pi/\omega_m$. Через время $2\pi/\omega_m$ все повторяется снова. Это с несомненностью говорит о том, что электрическое поле, наблюдаемое в отраженном пучке, должно быть периодической функцией с периодом $2\pi/\omega_m$. Частоты, наблюдаемые в отраженном пучке, должны поэтому быть целыми кратными частоты ω_m. Это находится в согласии с утверждением, что частота света равна $\omega=\omega_0+n\omega_m$. Очевидно также, что наибольшими интенсивностями будут обладать частоты вблизи частоты ω_0. (Чтобы убедиться в этом, подумайте, что́ случится в пределе амплитуды, стремящейся к нулю.)

Ясно, что нельзя ожидать появления *непрерывного* спектра частот, как это предсказывает наивная корпускулярная картина.

Предсказания классической волновой теории совпадают с тем, что мы наблюдаем в действительности. Такого рода опыты были выполнены с колеблющимся источником света. В одном из них, выполненном Руби и Болефом, «источником света» служили ядра ^{57}Fe, являющиеся излучателями γ-квантов. Эти ядра были нанесены на поверхность осциллирующего кристалла кварца. Как видно из рис. 16А, в этом опыте удалось наблюдать некоторые из предсказанных частот.

17. Резкое противоречие между предсказаниями корпускулярной и волновой теорий не должно нас удивлять, ибо использованные нами корпускулярные идеи чрезвычайно наивны. Мы допускали, что отражение происходит *внезапно* и что фотон является *точечной частицей*, не имеющей протяженности. Эти предположения необоснованны. Волновой цуг имеет конечную длину, обратно пропорциональную погрешности, с которой задана частота. Чтобы оценить эту длину, можно воспользоваться рассмотренным в п. 23 гл. 3 соотношением между неопределенностью в частоте $\Delta\omega$ и продолжительностью τ процесса излучения. Мы видели, что

$$\tau \approx 1/\Delta\omega_0. \tag{17a}$$

Длина волнового цуга (в пространстве)

$$L = c\tau \approx c/\Delta\omega_0, \tag{17b}$$

и мы замечаем, что если частота задана с большой точностью, то безусловно неверно считать фотон точечной частицей.

Рассмотрим проблему с другой точки зрения. Допустим, что $\omega_m \gg \Delta\omega_0$. Время, которое фотон «проводит» на отражающем зеркале, в этом случае будет гораздо больше периода колебаний

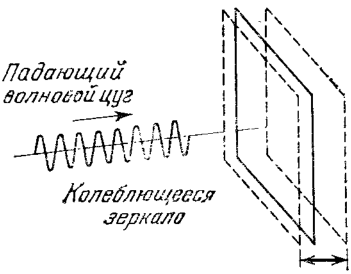

Рис. 17А. Неверно описывать взаимодействие фотона с колеблющимся зеркалом как столкновение, происходящее в точно фиксированный момент времени: фотон нельзя считать точечной частицей. Более подходящей является волновая теория. Длина волнового цуга, а следовательно, и продолжительность столкновения обратно пропорциональны погрешности, с которой определена частота фотона. Совершенно монохроматический фотон имеет бесконечную протяженность. Пусть ω_m — частота колебаний зеркала, а ω_0 — частота падающего на него света. Тогда в отраженном свете мы обнаружим частоты $\omega=\omega_0+n\omega_m$, где n — любое целое число

зеркала. Поэтому ясно, что мы не можем представлять себе, что фотон отражается от зеркала в тот момент, когда скорость зеркала равна v. За время отражения зеркало успеет совершить несколько полных колебаний.

Комптон-эффект, тормозное излучение, образование пар и аннигиляция

18. Обратимся теперь к опыту, в котором можно наблюдать энергию и импульс фотона. Мы имеем в виду опыт А. Комптона, в котором изучалось столкновение фотона с электроном. Схематически идея опыта показана на рис. 18А.

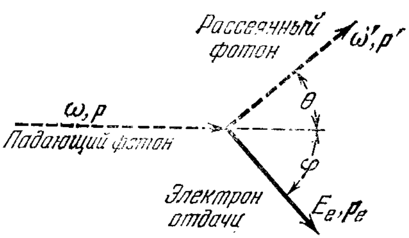

Рис. 18А. Кинематика комптон-эффекта. Фотон сталкивается с покоившимся вначале электроном. Из законов сохранения энергии и импульса следует, что частота ω' и импульс p' фотона однозначно связаны с углом рассеяния θ фотона

Фотон с частотой ω сталкивается с покоящимся электроном, масса которого равна m. После столкновения возникает фотон с частотой ω', движущийся под углом θ к направлению движения первичного фотона, и электрон отдачи, обладающий энергией E_e и импульсом $\boldsymbol{p}_e$ и образующий угол φ с первичным направлением.

Для сохранения энергии и импульса необходимо, чтобы все явление происходило в одной плоскости (пусть это будет плоскость чертежа). Законы сохранения имеют вид

$$\hbar\omega + mc^2 - \hbar\omega' = E_e \quad \text{(энергия)}, \qquad (18a)$$

$$\boldsymbol{p} - \boldsymbol{p}' = \boldsymbol{p}_e \quad \text{(импульс)}. \qquad (18b)$$