

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

535

О ПРИРОДЕ СПОНТАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ*В. Л. Гинзбург*

1. Спонтанное излучение, наряду с поглощением и индуцированным (вынужденным) излучением, принадлежит к числу основных, наиболее элементарных процессов, и с ним приходится иметь дело, особенно в оптике, буквально на каждом шагу. Как найти вероятность или интенсивность спонтанного излучения, скажем, в случае атома при переходе электрона из какого-либо верхнего состояния в более низкое, хорошо известно: для этого нужно лишь вычислить некоторый матричный элемент, зависящий от волновых функций верхнего и нижнего состояний.

Какова, однако, природа спонтанного излучения? Чем оно вызвано, является ли оно квантовым или классическим эффектом? Если читатель знает правильный ответ, который в достаточной мере тривиален, то пусть все же не спешит обвинить автора настоящей заметки в том, что он ломится в широко открытую дверь. Для того чтобы убедиться в существовании весьма распространенных недоразумений в вопросе о природе спонтанного излучения, достаточно, вероятно, будет «спросить соседа». Прежде чем решиться написать эту заметку, я и сам произвел такой «опрос», причем с тем же результатом, о котором недавно сообщалось в литературе¹. Именно, значительная часть опрошенных считает, что спонтанное излучение представляет собой результат существования нулевых колебаний электромагнитного поля, т. е. является квантовым эффектом.

Между тем подобное мнение представляется неверным, поскольку спонтанное излучение света заведомо имеет место в классической теории и, вообще говоря, не может считаться квантовым явлением в большей мере, чем поглощение или индуцированное испускание. Недоразумения, с которыми приходится сталкиваться в вопросе о природе спонтанного излучения, порождены ходом исторического развития квантовой теории в целом и квантовой теории излучения в частности. Несколько конкретнее можно также отметить роль того факта, что в классической и квантовой теории излучения часто применяются разные методы, иначе ставится задача. Поэтому классический характер того или иного результата, получаемого квантовым путем (скажем, методом теории возмущений), может оказаться завуалированным.

Вот почему нижеследующие замечания, быть может, представят известный интерес в историческом и методическом отношениях.

2. Квантовые представления, особенно понятие о фотонах, пробивали себе путь с исключительным трудом^{2,3}. Достаточно напомнить, что введенная Эйнштейном в 1905 г.⁴ гипотеза о квантах света, развитая им⁵

в 1916 г. *), оспаривалась, или, быть может, правильнее сказать, не считалась приемлемой, в частности Бором, вплоть до 1925 г. (см. ³).

Только создание квантовой механики в 1925 г. и ее обобщение на теорию излучения Дираком (в 1927 г.) ⁶ позволило непротиворечивым и ясным, в принципе, образом рассматривать процессы излучения в атомных системах. Однако еще в течение целого ряда лет квантовая теория излучения оставалась мало известной и недостаточно понятой. Объясняется это многими причинами. Здесь и новизна и, главное, необычность самой квантовой механики и связанных с ней глубоких изменений в физике. Играла роль и общая ситуация, характерная для науки 50—60 лет назад: физиков (и особенно физиков-теоретиков) было гораздо меньше, чем теперь; обмен информацией происходил в целом значительно медленнее (исключения составляли сравнительно немногие, хотя и наиболее активные и выдающиеся физики, обменивавшиеся письмами в пределах Европы).

Кроме того, в отношении квантовой теории излучения и более общей квантовой электродинамики, овладению даже простыми сторонами теории препятствовало, по-видимому, выявление глубоких трудностей, связанных с появлением бесконечных (расходящихся) выражений. Развившаяся параллельно с квантовой электродинамикой релятивистская теория электрона (теория Дирака) также столкнулась с затруднениями (имеется в виду вопрос об отрицательных энергиях, теория «дырок» и т. д.). Обо всем этом довольно подробно и ярко рассказывается в недавно опубликованной статье Вайскоффа ⁷. Как известно, преодолеть упомянутые трудности удалось лишь в конце 40-х годов с созданием вычислительных методов, позволяющих решать квантовоэлектродинамические задачи в высших приближениях теории возмущений ⁸. Достигнутые в квантовой электродинамике успехи колоссальны и впечатляют уже сами по себе ⁷⁻⁹, не говоря об их значении для современного развития всей квантовой теории поля (теории электрослабого взаимодействия, квантовой хромодинамики и т. д.).

Возвращаясь к раннему периоду развития квантовой теории излучения, можно проиллюстрировать отмеченное «запаздывание» в ее понимании на примере влияния статьи Ферми ¹⁰, опубликованной в 1932 г. Хотя это и произошло через 5 лет после выхода в свет работы Дирака ⁶, только статья Ферми многим позволила понять квантовую теорию излучения. Так, как свидетельствует предисловие редактора русского перевода этой статьи ¹⁰, ее называли «Библией цвета розы» (по цвету обложки журнала «Reviews of Modern Physics»). Далее, известный физик Бете в 1955 г. заметил (см. ⁷): «Вероятно многие из вас, подобно мне, впервые приобщились к теории поля, прочитав замечательную статью Ферми». Эта обзорная статья (лекции) действительно написана исключительно ясно и просто, на основе так называемого гамильтоновского метода, позволяющего непосредственно перейти от классического к квантовому рассмотрению. Такой подход был продолжен в монографии Гайтлера ¹¹, вышедшей в 1936 г. и в русском переводе в 1940 г. Появление этой книги сыграло у нас (и, вероятно, во всем мире) большую положительную роль **).

*) В работе 1905 г. Эйнштейн ввел соотношение $E = \hbar\omega \equiv h\nu$, связывающее энергию световых квантов E с частотой излучения $\omega = 2\pi\nu$. В работе же 1916 г. световые кванты уже становятся «полющенными» фотонами — они наделены также импульсом $p = \hbar\omega/c$. Поэтому представляется оправданным, как это и сделано в ³, не отождествлять введение понятий о световых квантах и о фотонах.

***) Третье издание книги опубликовано в 1954 г. (в русском переводе в 1956 г.). В. Гайтлер является представителем старшего поколения физиков-теоретиков и естественным образом тяготеет к старым методам (или, во всяком случае, не отрывается от этих методов под влиянием моды). Но именно поэтому, быть может, сопоставление первого и третьего изданий книги ¹¹ позволяет воочию убедиться в успехах квантовой теории излучения за соответствующие два десятилетия.

Гамильтоновский метод в современных курсах квантовой электродинамики ⁸ уступил место более рафинированным приемам и способам изложения. Тем не менее, по нашему убеждению, гамильтоновский метод сохраняет известное значение и сегодня как в методическом плане, так и с точки зрения применений в электродинамике сплошных сред ¹².

3. Ситуация в квантовой теории излучения в 30-е годы будет еще в какой-то мере охарактеризована в дальнейшем, сейчас же обратимся непосредственно к вопросу о спонтанном излучении. До создания квантовой механики, в рамках «старой квантовой теории» ², камнем преткновения являлось в первую очередь описание (не говоря уже о понимании) процессов излучения и поглощения света квантованной системой (атомом). За отсутствием последовательной микроскопической теории единственным выходом было в некотором смысле феноменологическое рассмотрение, связанное с использованием вероятностей испускания и поглощения. Это и было сделано Эйнштейном ⁵, явно сославшись на аналогию с описанием радиоактивного распада.

Для удобства кратко напомним некоторые соответствующие выражения, рассматривая переходы в системе (атоме) между состояниями n и m с энергиями E_n и $E_m > E_n$; для простоты, как и в работе Эйнштейна ⁵, излучение считается изотропным и неполяризованным, причем оно распространяется в вакууме (обобщение на случай наличия среды и при учете различной поляризации нормальных волн см., например, в ¹², гл. 10).

Вероятность спонтанного излучения — перехода атома из состояния m в состояние n с испусканием одного фотона с энергией $\hbar\omega = E_m - E_n$ — за время dt равна

$$dW_{\text{сп}} = A_m^n dt, \quad (1)$$

так что число атомов в состоянии m в результате только спонтанного излучения изменялось бы по закону радиоактивного распада $N_m(t) = N_m(0) \exp(-A_m^n t)$. Для индуцированного излучения *) и поглощения (переход $n \rightarrow m$) в поле излучения с плотностью $\rho(\omega) = I(\omega)/c$ ($I(\omega) = 2 \cdot 4\pi I_{\text{ке}}(\omega)$ — полная спектральная интенсивность излучения, где $I_{\text{ке}}(\omega)$ — спектральная интенсивность излучения с одной поляризацией, отнесенная к единичному телесному углу)

$$dW_{\text{инд}} = B_m^n \rho dt, \quad dW_{\text{полд}} = B_m^m \rho dt. \quad (2)$$

В состоянии динамического равновесия при температуре T в газе рассматриваемых атомов должно соблюдаться равенство

$$e^{-E_n/kT} B_m^n \rho = e^{-E_m/kT} (B_m^m \rho + A_m^n), \quad (3)$$

поскольку концентрации атомов в состояниях n и m определяются факторами $e^{-E_n/kT}$ и $e^{-E_m/kT}$ (для простоты считаем, что статистические веса состояний n и m равны 1). Учитывая, что с ростом T плотность равновесного теплового излучения $\rho(\omega, T)$ неограниченно возрастает, из (3) приходим к первому из соотношений Эйнштейна:

$$B_m^n = B_m^m. \quad (4)$$

Тогда из (3) для равновесного излучения следует формула

$$\rho(\omega, T) = \frac{A_m^n/B_m^n}{e^{E_m - E_n/kT} - 1} = \frac{A_m^n/B_m^m}{e^{\hbar\omega/kT} - 1}, \quad (5)$$

*) Эйнштейн для спонтанного и индуцированного излучения пользовался соответственно терминами Ausstrahlung и Einstrahlung.

где используется связь $E_m - E_n = \hbar\omega$. В классическом пределе $kT \gg \hbar\omega$ должна быть справедлива формула Рэлея — Джинса

$$\rho(\omega, T) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} kT, \quad (6)$$

сразу же следующая из выражения

$$\frac{8\pi k^2 dk}{(2\pi)^3} = \frac{\omega^2 d\omega}{\pi^2 c^3}$$

для числа состояний (множитель $8\pi = 2 \cdot 4\pi$ связан с учетом всех направлений распространения света и наличия двух возможных поляризаций) и классического результата о равенстве kT средней энергии каждого «осциллятора поля».

Сопоставляя (5) и (6), получаем второе соотношение Эйнштейна:

$$A_m^n = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} B_m^n, \quad (7)$$

а также формулу Планка *):

$$\rho(\omega, T) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} \frac{\hbar\omega}{e^{\hbar\omega/kT} - 1}. \quad (8)$$

Использование коэффициентов Эйнштейна A_m^n , B_m^n и B_n^m и связей (4) и (7) между ними знаменовало существенное продвижение вперед, но задача вычисления самих коэффициентов оставалась открытой. Если не касаться случая гармонического осциллятора и результатов применения принципа соответствия (заключающегося, грубо говоря, в применимости классической теории в области больших квантовых чисел), вычисление коэффициентов A_m^n и B_m^n стало возможно лишь с созданием квантовой механики.

4. Уравнение Шрёдингера для заряда e с массой m , находящегося во «внешнем» электромагнитном поле, описываемом потенциалом ϕ и \mathbf{A} , имеет вид

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \hat{H} \Psi, \quad \hat{H} = \frac{1}{2m} \left(\hat{\mathbf{p}} - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right)^2 + V + e\phi, \quad (9)$$

где $\mathbf{p} = -i\hbar \nabla$ — оператор импульса и V — потенциальная энергия; разумеется, разделение энергии на части V и $e\phi$ довольно условно и, скажем, в атоме водорода энергия $V = -e^2/r$ представляет собой тот же член $e\phi$ с потенциалом поля протона $\phi_p = -e/r$ (r — расстояние между электроном и протоном, который считается здесь неподвижным).

Для «невозмущенной задачи»¹

$$\hat{H} = \hat{H}_0 = \frac{\hat{p}^2}{2m} + V,$$

*) Фактически в⁵ Эйнштейн лишь упоминает о возможности использовать формулу Рэлея — Джинса (6), а применяет закон смещения Вина $\rho(\nu, T) = \nu^3 f(\nu/T)$. Из этого закона и выражения (5) получаются связи $A_m^n = \alpha \nu^3$ и $E_m - E_n = h\nu$, а значит, и формула Планка

$$\rho(\nu, T) = \frac{\alpha \nu^3}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

с неопределенной еще постоянной α . Поскольку в⁵ используется частота ν , а не $\omega = 2\pi\nu$, плотность ρ в (3) есть плотность $\rho(\nu)$, отнесенная к интервалу $d\nu$, в то время как $\rho(\omega)$ относят к интервалу $d\omega$. Очевидно, $\rho(\nu) = 2\pi\rho(\omega)$ и соответствующие коэффициенты A' и B' связаны соотношением $A_m^n = (8\pi h\nu^3/c^3) B_m^n$ (точнее, $A_m^n = A_m^n$, но $B_m^n = B_m^n/2\pi$).

и соответствующие волновые функции Ψ и значения энергии E_n , определяемые уравнением $\hat{H}_0 \Psi_n = E_n \Psi_n$, можно считать известными. Тогда, если внешнее электромагнитное поле представляет собой поле достаточно слабой электромагнитной волны, распространяющейся в вакууме, для рассмотрения поглощения и индуцированного излучения света атомом оправдано первое приближение теории возмущений. При этом, как ясно из (9), оператор энергии взаимодействия

$$\hat{H}_{\text{int}} = \hat{H} - \hat{H}_0 \approx -\frac{e}{mc} \hat{\mathbf{P}} \mathbf{A} = \frac{ie\hbar}{mc} \mathbf{A} \nabla. \quad (10)$$

Здесь используется калибровка, в которой $\text{div } \mathbf{A} = 0$ и $\varphi = 0$ (таким образом, в (10) пренебрежено лишь взаимодействием $(e^2/2mc^2) A^2$, что обычно полностью оправдано). Считая, что падающее излучение обладает непрерывным спектром в районе частоты перехода $\omega = (E_m - E_n)/\hbar$, причем спектральная интенсивность излучения равна $I_{\text{ке}}(\omega) = I/8\pi$ (см. выше и ⁸, § 44), можно вычислить вероятность $W_{\text{ке}}$ поглощения (вероятность перехода $n \rightarrow m$) в единицу времени. Соответствующий расчет подробно проведен, например, в § 35 книги Шиффа ¹³ и в той или иной форме также во многих других курсах (см., например, ⁸, ¹¹, ¹², ¹⁴); воспроизводить его здесь нет ни нужды, ни особых оснований. Результат (отнесенный к единице телесного угла) таков:

$$W_{\text{ке}} = \frac{4\pi^2 e^2}{m^2 c \omega^2} I_{\text{ке}}(\omega) \left| \int \Psi_m^* e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} (\mathbf{e} \nabla) \Psi_n \, d\mathbf{r} \right|^2, \quad (11)$$

где \mathbf{e} — единичный вектор поляризации излучения (не путать его с зарядом e !), характеризуемого волновым вектором \mathbf{k} , причем $k = \omega/c$.

В дипольном приближении

$$\left| \int \Psi_m^* e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} (\mathbf{e} \nabla) \Psi_n \, d\mathbf{r} \right|^2 = \frac{m^2}{\hbar^2} \omega^2 \left| \int \Psi_m^*(\mathbf{e}\mathbf{r}) \Psi_n \, d\mathbf{r} \right|^2;$$

поэтому для изотропно распределенных атомов или при переходе в дальнейшем к изотропному излучению квадрат матричного элемента в (11) нужно заменить на

$$\frac{m^2 \omega^2}{3\hbar^2} |\mathbf{r}_{mn}|^2, \quad |\mathbf{r}_{mn}|^2 = \left| \int \Psi_m^* x \Psi_n \, d\mathbf{r} \right|^2 + \left| \int \Psi_m^* y \Psi_n \, d\mathbf{r} \right|^2 + \left| \int \Psi_m^* z \Psi_n \, d\mathbf{r} \right|^2.$$

В результате ($\mathbf{d} = e\mathbf{r}$ — дипольный момент)

$$W_{\text{ке}} = \frac{4\pi^2}{3\hbar^2 c} I_{\text{ке}}(\omega) |\mathbf{d}_{mn}|^2. \quad (12)$$

Количество энергии, поглощаемой в единицу времени*),

$$S = \hbar \omega W_{\text{ке}} = \frac{4\pi^2 \omega}{3\hbar c} |\mathbf{d}_{mn}|^2 I_{\text{ке}}(\omega) = \frac{4\pi^2}{3} \frac{e^2}{\hbar c} \omega |\mathbf{r}_{mn}|^2 I_{\text{ке}}(\omega). \quad (13)$$

Для изотропного неполяризованного излучения в (12) можно сразу же перейти путем умножения на 8π к вероятности W , проинтегрированной по углам и просуммированной по двум возможным поляризациям. Другими словами, $W = 8\pi W_{\text{ке}}$, подобно тому как в этом случае полная спектральная интенсивность $I = 8\pi I_{\text{ке}}$. Значит, для W сохраняется выражение (12) с заменой $I_{\text{ке}}$ на I .

*) Поскольку мы опустили вывод (фактически он нам и не нужен), укажем, что формулы (12) и (13) тождественны формулам (35.23) и (17.19) соответственно из ¹³ и ¹¹.

Вычисление вероятности поглощения W эквивалентно, очевидно, нахождению коэффициента Эйнштейна $B_n^m = B_m^n$, ибо $W = B_n^m \rho = B_m^n I/c$ (см. (2)). Следовательно, согласно (12),

$$B_n^m = \frac{4\pi^2}{3\hbar^2} |\mathbf{d}_{mn}|^2. \quad (14)$$

Аналогично, конечно, из (11) получается выражение для B_n^m в более общем случае, а не только в дипольном приближении.

5. Для того чтобы вычислить вероятность спонтанного излучения «из первых принципов», необходимо проквантовать электромагнитное поле — применять квантовую теорию не только к атомам, но и к излучению. Но, если воспользоваться соотношениями Эйнштейна (7) и (4), то ответ получается сразу. Именно, в дипольном приближении (14), которым для простоты ограничимся, имеем

$$W_{\text{сп}} = A_m^n = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} B_n^m = \frac{4\omega^3}{3\hbar c^3} |\mathbf{d}_{mn}|^2. \quad (15)$$

Интенсивность (мощность) спонтанного излучения

$$I_{\text{сп}} = \hbar\omega W_{\text{сп}} = \frac{4\omega^4}{3c^3} |\mathbf{d}_{mn}|^2. \quad (16)$$

Эти формулы (15) и (16) совпадают, конечно, с получаемыми в квантовой электродинамике (см., например, ⁸, § 45, или ¹¹, гл. 5.1).

Квантование свободного («чистого») электромагнитного поля в вакууме приводит, как хорошо известно, к заключению, что каждый «осциллятор поля» с частотой ω_λ (нормальное колебание) обладает энергией

$$E_\lambda = \left(n_\lambda + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_\lambda, \quad (17)$$

где $n = 0, 1, 2, \dots$ — целые числа, имеющие смысл числа фотонов в состоянии λ .

При отсутствии фотонов $n_\lambda = 0$, но остаются нулевые колебания, которым можно сопоставить плотность нулевой энергии

$$\rho_0(\omega) = \frac{\hbar\omega^3}{2\pi^2 c^3}. \quad (18)$$

Это выражение получается, очевидно, путем умножения нулевой энергии $\hbar\omega/2$ отдельного колебания (осциллятора поля) на число колебаний со всеми направлениями \mathbf{k} и с обеими поляризациями (на интервал $d\omega$ это число равно $\frac{\omega^2 d\omega}{\pi^2 c^3}$, о чем уже упоминалось в связи с выводом формулы (6)).

С другой стороны, соотношение Эйнштейна (7), в сочетании с определением вероятности индуцированного испускания $W_{\text{инд}} = B_m^n \rho(\omega)$, позволяет чисто формально (по крайней мере на данном этапе) считать спонтанное излучение индуцированным излучением в условиях, когда плотность энергии излучения

$$\rho_{\text{сп}}(\omega) = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3}. \quad (19)$$

Сопоставление выражений (18) и (19) как раз и наводит на мысль считать спонтанное излучение индуцированным нулевыми колебаниями электромагнитного поля. Правда, плотность (18) вдвое меньше необходимой плотности (19). Кроме того, как известно ^{11,12}, поле можно вполне законным способом проквантовать так, что $E_\lambda = n_\lambda \hbar\omega_\lambda$ и нулевая энергия поля

равна нулю. Но, разумеется, сами нулевые колебания поля (как и, скажем, нулевые колебания механического гармонического осциллятора), безусловно, существуют — таково прямое следствие квантовой теории *) . Поэтому такие «мелочи», как множитель $1/2$ или даже возможность приравнять нулю энергию нулевых колебаний в свободном пространстве (без границ и зарядов), считались несущественными с точки зрения указанной интерпретации спонтанного излучения.

Настолько широко такая интерпретация была в прошлом распространена, судить не берусь, но, вероятно, она была весьма популярна. Об этом свидетельствует опубликованный в 1935 г. обзор Вайскопфа ¹⁵, находившегося тогда в гуще событий — он принимал активное участие в развитии квантовой теории в этот период ⁷. В ¹⁵ говорится следующее (с. 635): «... Из квантовой теории вытекает существование так называемых нулевых колебаний; например, каждый осциллятор в своем наимизшем состоянии не находится в полном покое, а всегда движется около своего положения равновесия. Поэтому и электромагнитные колебания также никогда не могут полностью прекратиться. Таким образом, квантовая природа электромагнитного поля имеет своим следствием нулевые колебания напряженностей поля в наимизшем энергетическом состоянии, в котором в пространстве нет световых квантов.

Нулевые колебания действуют на электрон таким же образом, как и обыкновенные электрические колебания. Они могут изменять собственное состояние электрона, однако лишь при переходе в состояние с наимизшей энергией, поскольку пустое пространство может лишь отбирать энергию, но не отдавать ее. Тем самым, спонтанное излучение возникает как непосредственное следствие существования этих своеобразных напряженностей поля, отвечающих нулевым колебаниям. Итак, спонтанное излучение представляет собой индуцированное излучение световых квантов, вызванное нулевыми колебаниями пустого пространства».

Отсутствие в цитированной статье ¹⁵ каких-либо оговорок или пояснений заставляет думать, что в тот период Вайскопф (и, несомненно, не он один) считал спонтанное излучение следствием существования нулевых колебаний поля, а тем самым квантовым эффектом. Любопытно (и, как нам кажется, несколько странно), что спустя 45 лет (1) в статье ⁷ Вайскопф пишет примерно то же самое. После формулы для вероятности спонтанного излучения, полученной методом квантовой теории излучения, делается замечание о том, что, согласно этой формуле, «спонтанное излучение выглядит как вынужденное излучение, вызванное нулевыми колебаниями электромагнитного поля», и далее: «Поэтому осцилляторная природа поля излучения требует существования нулевых колебаний электромагнитного поля в вакууме, являющемся состоянием с наимизшей энергией. Спонтанное излучение можно интерпретировать как следствие этих колебаний» **). Мне все же очень трудно поверить, что и в настоящее время В. Вайскопф считает спонтанное излучение обусловленным нулевыми колебаниями, т. е. квантовым эффектом. Приведенные фразы (если забыть об уже отмеченном расхождении —

*) Имеется в виду то обстоятельство, что напряженности поля являются операторами. При этом даже для свободного поля (т. е. при отсутствии зарядов) состояние с $n_\lambda = 0$ (вакуум) не является собственным состоянием операторов напряженностей поля. В результате и при квантовании, обеспечивающем равенство нулю энергии поля при $n_\lambda = 0$, некоторое «нулевое» флуктуационное поле обязательно присутствует (это означает, что квантовомеханические средние значения ряда величин, например квадратов напряженностей поля, отличны от нуля). При наличии зарядов состояние с заданным числом фотонов не является собственным состоянием даже энергии поперечного поля.

***) Приводим здесь свой перевод с английского издания статьи ⁷, поскольку он несколько «мягче» опубликованного русского перевода.

факторе $1/2$) можно понимать и просто как указание на некоторую формальную интерпретацию. Именно в последнем духе высказывается Шифф (см. ¹³, § 50): «С формальной точки зрения можно сказать, что вероятность спонтанного излучения равна вероятности вынужденного излучения, которое имело бы место при наличии в каждом состоянии электромагнитного поля по одному кванту. Но наименьшая возможная энергия поля соответствует наличию половины кванта в каждом состоянии. Это наводит на мысль, что спонтанное излучение можно было бы рассматривать как результат действия нулевых колебаний электромагнитного поля. Однако нужно отметить, что в отношении переходов с излучением эти колебания оказываются вдвое эффективнее настоящих квантов, а поглощаться они вообще не могут».

6. Сказанное поясняет, почему возникла мысль связать спонтанное излучение с нулевыми колебаниями поля, но отнюдь не доказывает необходимость или даже разумность подобной интерпретации. По нашему мнению, она не только не необходима, но и неразумна.

Действительно, нулевые колебания есть чисто квантовый эффект, отсутствующий в классической теории (и, формально, исчезающий при $\hbar \rightarrow 0$). Между тем спонтанное излучение заведомо существует и в классической теории и, таким образом, не является квантовым эффектом. Здесь, правда, используется определение, согласно которому квантовым называется эффект, отсутствующий в классике. Но как же иначе определить квантовый эффект? Именно исходя из такого понимания мы называем квантовыми эффектами и явлениями нулевые колебания, дискретность атомных и молекулярных уровней энергии, рождение электронно-позитронных пар во внешнем поле, силы Ван-дер-Ваальса между атомами, находящимися в S-состояниях, силу типа Ван-дер-Ваальса между разделенными вакуумной щелью пластинками при низких температурах, дискретность энергии электромагнитного поля для каждой «нормальной моды» колебаний в резонаторах и т. д. и т. п. Обычно квантовые эффекты явно зависят от квантовой постоянной \hbar и исчезают при $\hbar \rightarrow 0$. Но это не обязательно. Например, сверхтекучесть и сверхпроводимость — квантовые явления, но это проявляется, в первую очередь, не в появлении членов, содержащих \hbar , а в ограничении класса возможных движений (условие отсутствия вихрей или обобщающее его при наличии магнитного поля уравнение Лондонов).

Что представляет собой спонтанное излучение? Это, очевидно, излучение системы, происходящее при отсутствии какого-либо внешнего (по отношению к системе) электромагнитного поля. Такое определение в равной мере пригодно в классике и в квантовой области. В книге Гайтлера, например, говорится следующее (см.¹¹, § 17): «Взаимодействие между атомом и полем излучения может вызвать радиационные переходы даже в том случае, когда в начальном состоянии вообще нет световых квантов. Предположим, что атом возбужден в начальном состоянии. Тогда при переходе в конечное состояние будет излучен световой квант. Такой процесс представляет собой спонтанное излучение света».

В классической теории положение по сути дела точно такое же. Если поле излучения в данный момент равно нулю (в этом случае беспокоиться о нулевых колебаниях поля, очевидно, не приходится), но имеется ускоренно движущийся заряд *), то в последующее время появится излучение,

*) Здесь мы имеем в виду движение заряда в вакууме. При движении в среде заряд может излучать и при равномерном движении (излучение Вавилова — Черенкова и переходное излучение; см. ¹²).

энергия которого будет возрастать со временем. Это и есть спонтанное излучение.

Спонтанное излучение появляется потому, что состояние, в котором механическая подсистема (атом, движущийся заряд и т. д.) находится на некотором уровне или движется заданным образом, а поле излучения (а иногда также собственное электромагнитное поле подсистемы) отсутствует, не является стационарным собственным состоянием полной системы: механической подсистемы + электромагнитное поле. Все это прекрасно понимал Ферми, но, видимо, понимали не все, в силу чего Ферми не постеснялся объяснить суть дела на школьном уровне. Вслед за великим физиком мы не побоимся привести здесь соответствующее место целиком (см¹⁰, § 1. Фундаментальная идея):

«Свою теорию излучения Дирак основывает на очень простой концепции: вместо того, чтобы рассматривать атом и взаимодействующее с ним поле излучения как две различные системы, он считает их единым объектом, энергия которого есть сумма трех членов. Первый из них представляет энергию атома, второй — электромагнитную энергию поля излучения, а третий, малый член, — энергию связи атома с полем излучения.

Если пренебречь этим последним членом, то атом и поле никак не могут влиять друг на друга, т. е. энергия излучения не может поглощаться или излучаться атомом. Эту связь поясняет очень простой пример. Рассмотрим соответствующий нашему атому маятник и колеблющуюся вблизи него струну, которая представляет поле излучения. В отсутствие какой-либо связи между маятником и струной обе системы колеблются совершенно независимо одна от другой; в этом случае энергия есть просто сумма энергий маятника и струны, а член, описывающий взаимодействие, отсутствует. Механическую аналогию этого слагаемого можно представить в виде очень тонкой и упругой нити a , которая соединяет маятник массы M со струной в некоторой точке A . Действие этой нити состоит в слабом возмущении движения струны и маятника. Предположим, например, что в момент времени $t = 0$ струна колеблется, а маятник находится в покое. Тогда через посредство упругой нити a колеблющаяся струна передает маятнику очень слабые усилия с теми же периодами, что и колебания самой струны. Когда эти периоды отличны от периода маятника, амплитуда его колебаний все время остается чрезвычайно малой; однако если периоды струны и маятника равны, то имеет место резонанс, и амплитуда колебаний маятника становится со временем значительной. Этот процесс соответствует поглощению излучения атомом.

И наоборот, полагая, что в момент $t = 0$ маятник колеблется, а струна покоится, получим обратный процесс. Передаваемые упругой нитью усилия от маятника к струне приведут последнюю в колебательное движение; однако значительной амплитуды достигнут лишь те гармоники струны, частоты которых очень близки к частоте маятника. Такой процесс соответствует испусканию излучения атомом».

7. Нам остается добавить немного. Пониманию связи квантовой теории излучения (и вообще квантовой электродинамики) с классической теорией излучения и классической электродинамикой в значительной мере препятствовало различие в постановке вопросов и задач и в методах их решения (об этом уже упоминалось выше). Так, в классической теории излучения чаще всего не ставится задача с начальными условиями и не применяется теория возмущений, типа используемой в квантовой теории излучения. Например, когда речь идет об электроны, равномерно движущемся в вакууме, то вычисляется увлекаемое им электромагнитное поле; в стационарных условиях (электрон движется со скоростью $v = \text{const}$ все время,

$v < c$) никакого поля излучения при этом нет вообще. В квантовой же теории рассматривается обычно состояние, в котором имеется электрон с импульсом \mathbf{p} (волновая функция $\Psi = c \exp \left[i \left(\frac{\mathbf{p}\mathbf{r}}{\hbar} - \frac{E(\mathbf{p})t}{\hbar} \right) \right]$), а электромагнитное поле отсутствует в том смысле, что имеются лишь нулевые колебания поля (вакуум). Но такое состояние, очевидно, не является собственным для системы электрон + поле, и, если задать это состояние при $t = 0$, то равномерно движущийся электрон будет излучать (энергия поля при $t > 0$ отлична от нуля). На это обстоятельство в 1934 г. обратил внимание Фок¹⁶ (см. также¹⁷). Но, как ясно из сказанного, здесь нет парадокса, и в известном приближении (в пренебрежении отдачи) результаты, полученные полученным в¹⁷ при квантовом расчете, следуют из классической теории¹⁸. Останавливаться здесь на этом вопросе подробнее тем меньше оснований, что он освещен в легко доступной книге¹² (см. гл. 1)*). В статье¹⁹,

*) Из обсуждения статьи выяснилось, что некоторое пояснение здесь все же уместно.

Представим потенциал электромагнитного поля в вакууме в кулоновской калибровке ($\text{div } \mathbf{A} = 0$) в виде $\mathbf{A} = \sum_{\lambda, i=1,2} q_{\lambda i} \mathbf{A}_{\lambda i}$, $\mathbf{A}_{\lambda 1} = \sqrt{8\pi} e_{\lambda} \cos(\mathbf{k}_{\lambda} \mathbf{r})$, $\mathbf{A}_{\lambda 2} = \sqrt{8\pi} e_{\lambda} \sin(\mathbf{k}_{\lambda} \mathbf{r})$;

для простоты здесь явно не указано, что при каждом λ имеются два вектора поляризации $e_{\lambda}(e_{\lambda} \mathbf{k}_{\lambda} = 0, e_{\lambda} = 1)$. Тогда из уравнений поля вытекают (или, точнее, им эквивалентны) такие уравнения для $q_{\lambda i}$ ($\omega_{\lambda}^2 = c^2 k_{\lambda}^2$):

$$\ddot{q}_{\lambda i} + \omega_{\lambda}^2 q_{\lambda i} = \frac{e}{c} \mathbf{v}(t) \cdot \mathbf{A}_{\lambda i}(\mathbf{r}(t)) = e \sqrt{8\pi} (e_{\lambda} \mathbf{v}(t)) \times \begin{cases} \cos(\mathbf{k}_{\lambda} \mathbf{r}(t)), \\ \sin(\mathbf{k}_{\lambda} \mathbf{r}(t)); \end{cases} \quad (20)$$

здесь $\mathbf{r}(t)$ — радиус вектор точечной частицы (электрона) с зарядом e , которая одна только и рассматривается. В случае равномерно движущегося электрона $\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 = \text{const}$, и в правой части уравнений (20) фигурируют «силы» $e \sqrt{8\pi} (e_{\lambda} \mathbf{v}_0) \cos(\mathbf{k}_{\lambda} \mathbf{v}_0 t)$ и $e \sqrt{8\pi} (e_{\lambda} \mathbf{v}_0) \sin(\mathbf{k}_{\lambda} \mathbf{v}_0 t)$. Если в какой-то (начальный) момент времени $t = 0$ рассматриваемое поперечное электромагнитное поле равно нулю (в классике это, очевидно возможно), то все $q_{\lambda i} = \dot{q}_{\lambda i} = 0$ (при $t = 0$). Само существование заряда e уже означает, что «силы» — правые части в уравнениях поля (20) — отличны от нуля. Поэтому, очевидно, при $t > 0$ поле появляется (т. е. $q_{\lambda i} \neq 0, \dot{q}_{\lambda i} \neq 0$). В случае равномерно движущегося электрона, характеризующие «силы» частоты $\mathbf{k}_{\lambda} \mathbf{v}_0 = \left(\frac{\omega_{\lambda} v_0}{c} \right) \cos \theta < \omega_{\lambda}$ (здесь θ — угол между \mathbf{v}_0 и \mathbf{k}_{λ} ; учтено, что $v_0 < c$). Поэтому резонанс между частотой силы и собственной частотой осцилляторов поля ω_{λ} невозможен и в установившемся режиме (формально, при $t \rightarrow \infty$) излучение не происходит. То поле, которое появляется при $t > 0$, представляет собой увлекаемое (собственное) равномерно движущимся электроном поперечное электромагнитное поле, а также поле излучения, возникающее при мгновенном ускорении электрона из состояния покоя в состоянии со скоростью \mathbf{v}_0 (сформулированная задача с начальными условиями эквивалентна, очевидно, задаче о нахождении поля как раз при изменении скорости заряда от $\mathbf{v} = 0$ до $\mathbf{v} = \mathbf{v}_0$ при условии отсутствия поля при $t \leq 0$).

Кстати сказать, при движении заряда в прозрачной среде с показателем преломления $n = \sqrt{\epsilon}$ уравнения поля сохраняют, естественно, вид (20), но в правых частях появляется множитель $1/n$ и, главное, теперь $\omega_{\lambda}^2 = (c^2/n^2) k_{\lambda}^2$. Поэтому для равномерно движущегося заряда частоты «силы» $\mathbf{k}_{\lambda} \mathbf{v}_0 = (\omega_{\lambda} v_0 n/c) \cos \theta$ могут равняться собственной частоте ω_{λ} . Условие такого резонанса $\cos \theta = c/nv_0$ есть как раз условие для излучения Вавилова — Черенкова (см. ¹⁹ и ¹², гл. 6).

В вакууме для равномерно движущегося электрона, как сказано, резонанс невозможен. Но для ускоренно движущегося заряда в частотном спектре «сил» имеются и какие-то частоты ω_{λ} . Излучение с такими резонансными частотами неограниченно нарастает со временем (при заданном движении заряда, т. е. заданной функции $\mathbf{r}(t)$) и при достаточно больших t не зависит от начальных условий. Например, в случае «механического» гармонического осциллятора $\mathbf{r}(t) = a_0 \sin \omega_0 t$ в дипольном приближении, когда $a_0 \ll \lambda_0/2\pi = c/\omega_0$, излучаются только электромагнитные волны с частотой $\omega_{\lambda} = \omega_0$. Это излучение и представляет собой то, что обычно называют спонтанным излучением.

Квантовый расчет (разумеется, с неизбежным учетом существования нулевых колебаний поля), по существу, не приводит для равномерно движущегося заряда

продолжающей¹⁸, обсуждался вопрос о природе спонтанного излучения и, в частности, критиковалось процитированное выше мнение Вайскопфа¹⁵. Эти работы^{18,19} явились первыми в моей жизни, и, естественно, память о них, о «первой любви» в теоретической физике, в значительной мере и побудили меня спустя четыре десятилетия написать настоящую заметку. Странно, что вопрос, так давно казавшийся ясным, еще вызывает какую-то дискуссию.

В связи с проблемой излучения электроном его собственного поля¹⁸ заметим, что, как в классике, так и в квантовой теории (квантовой электродинамике и квантовой теории других полей), встречаются вполне интересные задачи, в которых увлекаемое частицей (собственное) поле не находится в стационарном состоянии²⁰. Можно думать, что соответствующему кругу вопросов не уделялось и, видимо, и сейчас не уделяется должного внимания в результате недостаточно широкого понимания того факта, что увлекаемое частицей поле отлично от совокупности свободных фотонов (или квантов других свободных полей) и может находиться в нестационарном состоянии.

В заключение — еще несколько слов о спонтанном излучении. Выше настойчиво подчеркивалось, что спонтанное излучение существует уже в классической теории и, во всяком случае, не может считаться чисто квантовым эффектом. Но отсюда еще не следует вывод о полностью классическом характере спонтанного излучения во всех случаях. Для описания атомных систем, нулевых колебаний поля (их существование при наличии границ приводит к вполне реальным, наблюдаемым эффектам), состояний поля с небольшим числом фотонов и т. д. без квантовой теории, разумеется, не обойтись — и нельзя обойтись, и не нужно к этому стремиться (как это нередко имеет место). Очевидно, и спонтанное излучение в квантовых условиях (скажем, для системы с двумя уровнями) сколько-нибудь последовательным образом классически рассматривать нельзя (и, вообще говоря, не нужно). Но то же можно сказать и о поглощении, индуцированном испускании и многих других процессах. В частности, если матричный элемент для спонтанного испускания одного фотона зависит от волновой функции вакуума (состояния осцилляторов поля, в котором все $n_\lambda = 0$), то то же, конечно, можно сказать и о поглощении при наличии в начальном состоянии лишь одного соответствующего фотона. Однако отсюда никто еще, кажется, не провозглашал поглощение света чисто квантовым эффектом. В такой же мере нет основания поступать подобным образом в случае спонтанного излучения.

Стабильность атома в основном (самом нижнем) состоянии, отсутствие излучения в этом состоянии — это, безусловно, квантовое явление. Поэтому можно, в принципе, в какой-то форме связать стабильность атома (системы) в основном состоянии с нулевыми (вакуумными) колебаниями электромагнитного поля, как это и делается в^{1,21}. Но мне как-то не удалось усмотреть, что же такой подход дает нового или полезного. Видимо, это дело вкуса, а о вкусах не спорят, или, правильнее будет сказать, такие споры обычно оказываются бесплодными.

Пользуюсь возможностью поблагодарить коллег, ознакомившихся с рукописью, за их замечания.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

к каким-либо изменениям (связанную с излучением «отдачу» можно считать достаточно малой, если увеличивать массу излучающей частицы). Для механического осциллятора, не говоря уже о других излучателях, ситуация, вообще говоря, сложнее. Но это связано не с нулевыми колебаниями поля, а с необходимостью, особенно для низколежащих уровней, учитывать квантовую природу самого излучателя (см. также ниже).

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Fain V.— *Nuovo Cimento Ser. B*, 1982, v. 68, p. 73.
2. Тег Наар D. *The Old Quantum Theory*.— N.Y.: Pergamon Press, 1967.— В этой книжке, помимо вводной статьи, воспроизведен ряд оригинальных статей.
3. Pais A.— *Rev. Mod. Phys.*, 1979, v. 51, p. 861.
4. Эйнштейн А. *Собрание научных трудов*.— М.: Наука, 1966.— Т. 3, с. 92.
5. Эйнштейн А.— *Ibid.*— С. 386, 393.
6. Dirac P. A. M.— *Proc. Roy. Soc. Ser. A*, 1927, v. 114, p. 243.
7. Вайскопф В.— *УФН*, 1982, т. 138, с. 455 (с сокращениями эта статья опубликована также в «*Physics Today*», 1981, v. 34, No. 11, p. 69).
8. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. *Квантовая электродинамика*.— М.: Наука, 1980.
9. Дрелл С.— *УФН*, 1980, т. 130, с. 507.
10. Fermi E.— *Rev. Mod. Phys.*, 1932, v. 4, p. 87; перевод: Ферми Э. *Научные труды*.— М.: Наука, 1971.— Т. 1, с. 375.
11. Гайтлер В. *Квантовая теория излучения*.— М.: ИЛ, 1956 (первое издание: Л.: Гостехиздат, 1940).
12. Гинзбург В. Л. *Теоретическая физика и астрофизика*.— М.: Наука, 1981.
13. Шифф Л. *Квантовая механика*.— М.: ИЛ, 1957.
14. Лоудон Р. *Квантовая теория света*.— М.: Мир, 1976.
15. Weisskopf V. F.— *Naturwissenschaften*, 1935, Bd. 27, S. 631.
16. Fock V. A.— *Sov. Phys.*, 1934, Bd. 6, S. 425.
17. Смирнов А. А.— *ЖЭТФ*, 1935, т. 5, с. 687.
18. Гинзбург В. Л.— *ДАН СССР*, 1939, т. 23, с. 773.
19. Гинзбург В. Л.— *Ibid.*, Т. 24, с. 130.
20. Фейнберг Е. Л.— *УФН*, 1980, т. 132, с. 255.
21. Файн В. М.— *Изв. Вузов. Сер. «Радиофизика»*, 1963, т. 6, с. 207.
Файн В. М., Ханин Я. И. *Квантовая радиофизика*.— М.: Сов. радио, 1965.
Файн В. М. *Квантовая радиофизика. Т. 1: Фотоны и нелинейные среды*.— М.: Сов. радио, 1972.