

ОБОЗРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Спонтанное излучение в резонаторе

А.Н. Ораевский

Краткий обзор теоретических и экспериментальных работ по спонтанному испусканию атома в резонаторе. Методически единым образом изложена теория спонтанного испускания двухуровневого атома в свободном пространстве и в резонаторе. В одномодовом резонаторе структура спектра испущенных фотонов представляет собой синглет или дублет в зависимости от соотношения затухания резонатора и константы взаимодействия атома с полем. Спектр излучения атома в резонаторе с двумя близкими по частоте модами может иметь триплетную структуру.

PACS numbers: 32.70.-n, 42.50.V, 42.60.D

Содержание

1. Краткий исторический обзор (415).
 2. О спонтанном излучении в свободном пространстве (416).
 3. Спонтанное излучение в резонаторе (419).
 - 3.1. Постановка задачи и основные уравнения. 3.2. Затухание резонатора. 3.3. Скорость спонтанного распада и структура спектра испускания атома в резонаторе.
 4. Об экспериментальной проверке дублетной структуры спектра (422).
 5. Возможность триплетной структуры спектра (423).
 6. Заключение (424).
 7. Приложения (425).
 - 7.1. Вычисление формулы (14). 7.2. Вычисление интеграла по частоте.
- Список литературы (426).

1. Краткий исторический обзор

Проблема спонтанного излучения — одна из классических в квантовой электродинамике. Ей посвящено большое количество работ, начиная с известных публикаций Вайскопфа и Вигнера [1]. Теория спонтанного излучения нашла отражение во многих книгах и обзорных статьях. Мы укажем на некоторые из них, не претендуя на полноту ссылок [2—13].

В течение последних лет проблема спонтанного излучения привлекает к себе внимание исследователей в связи с изучением процесса спонтанного испускания атома (молекулы), помещенного в резонатор. Хотя эта проблема возникла позже, чем задача о спонтанном

излучении в свободном пространстве, но и она имеет уже долгую историю. В последние годы интерес к ней возрос, поскольку появились возможности экспериментальной проверки теоретических предсказаний.

О вероятности спонтанного излучения в резонаторе впервые высказался Пёрселл [14]. Он утверждал, что вероятность спонтанного излучения в одномодовом резонаторе w_s^c может быть получена из вероятности спонтанного излучения атома в свободном пространстве w_s путем деления ее на плотность осцилляторов поля в свободном пространстве $\rho(\omega) = \omega^2/3\pi^2 c^3$ и умножения на величину $Q/\pi\omega_c V$, имеющую условный смысл плотности осцилляторов поля в моде резонатора (Q — добротность, V — объем резонатора, $\lambda = 2\pi c/\omega$, c — скорость света):

$$w_s^c = w_s \cdot \frac{3\lambda^3 Q}{8\pi^2 V}. \quad (1)$$

Формула (1) предсказывает значительное увеличение вероятности спонтанного распада при переходе от свободного пространства к высокодобротному резонатору в микроволновом диапазоне длин волн, когда длина волны излучения сравнима с линейными размерами резонатора. Например, при $\lambda^3 \sim V$ и $Q \approx 10^4$ $w_s^c \approx 4 \cdot 10^2 w_s$.

Более последовательная теория показывает, что Пёрселл и ряд других авторов [15, 16] были абсолютно правы, но только в случае точной настройки частоты резонатора ω_c на частоту атомарного перехода ω_a . В формуле (1) для вероятности спонтанного испускания в резонаторе никак не фигурирует расстройка между собственной частотой резонатора и резонансной частотой атомарного перехода. Последовательный расчет, проведенный Бункиным и Ораевским [17] показал, что

$$w_s^c = \frac{4\pi\mu^2}{\hbar V} \frac{\omega_c^2 Q}{(\omega_c - \omega_a)^2 + (\omega_c^2/Q^2)}, \quad (2)$$

А.Н. Ораевский. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 117924, Москва, Ленинский просп., 53
Тел. (095) 132-15-29
Факс (095) 135-78-80, 411479 neod su
E-mail: oraevsky @ sci. FIAN. msk. su

Статья поступила 22 декабря 1993 г.,
после доработки 19 января 1994 г.

μ — матричный элемент дипольного момента, соответствующий излучающему переходу. Из (2) при $\omega_a = \omega_c$ сразу следует формула Парселла. Но из нее также следует и то, что при достаточно большой расстройке между ω_a и ω_c спонтанное излучение в резонаторе сильно подавляется (ингибируется). Например, если $\omega_a - \omega_c$ попадает в область между основной и первой модой резонатора, так что $\omega_a - \omega_c \sim \omega_c$, то вероятность уменьшается по сравнению с резонансным случаем в Q^2 раз. Этот результат естественно наводит на мысль, что помещение возбужденного атома в волновод, критическая частота которого больше резонансной частоты излучающего атома, будет ингибировать спонтанное излучение [18, 19].

В конце 50-х — начале 60-х годов были проведены эксперименты с мазером на пучке молекул аммиака, имеющим два (или даже три) последовательных резонатора [3, 20—23]. В первом из резонаторов осуществлялась обычная генерация когерентного микроволнового излучения ($\lambda = 1,25$ см). Второй из резонаторов использовался для наблюдения коллективного (когерентного) спонтанного излучения. Хотя в этих опытах авторы не ставили специальной целью продемонстрировать увеличение вероятности спонтанного перехода молекулы в резонаторе, проведенные ими эксперименты с очевидностью демонстрировали это обстоятельство. Дело в том, что во втором резонаторе, добротность которого составляла величину в несколько тысяч, наблюдалось интенсивное коллективное спонтанное излучение, так что молекулы из второго резонатора выходили девозбужденными. При прохождении же пучка молекул в свободном пространстве между резонаторами не наблюдалось сколько-нибудь заметного девозбуждения молекул.

Первое прямое наблюдение увеличения вероятности спонтанного излучения атома, помещенного в резонатор, было осуществлено в 1983 г. [24]. В эксперименте использовалось ридберговское состояние атомов натрия, соответствующее главному квантовому числу, равному 23. Атомы помещались в ниобиевый сверхпроводящий резонатор с собственной частотой, близкой к 340 ГГц. При настройке частоты в резонанс с атомарным переходом наблюдалось сокращение времени жизни возбужденного атома.

В оптическом диапазоне аналогичный эксперимент был проведен Д. Хайнценом и М. Фелдом [25]. Им удалось зафиксировать увеличение вероятности спонтанного излучения в многомодовом оптическом резонаторе.

К настоящему времени проведены эксперименты и по ингибированию спонтанного излучения. Первый известный нам эксперимент был осуществлен в 1974 г. [26]. Была исследована флуоресценция тонкой пленки красителя, помещенного вблизи зеркала в узел электромагнитного поля, образованного в результате интерференции падающей на зеркало и отраженной от него волны. Было наблюден 25%-ное уменьшение вероятности спонтанного распада. Аналогичные эксперименты были проведены в работе [27]. Эксперименты, связанные с наблюдением ингибирования спонтанного перехода в резонаторе, проведены Габриэлзом и Демельтом [28]. Авторы наблюдали десятикратное увеличение времени жизни отдельного электрона на возбужденной циклотронной орбите в ловушке Пеннинга. Резонатором служили электроды ловушки.

Увеличение времени жизни ридберговских состояний атомов, помещенных в резонатор, наблюдали авторы работ [29, 30].

Идея ингибирования спонтанных радиационных переходов нашла в последние годы свое развитие в использовании оптических периодических структур. Как известно, при распространении электромагнитных волн в таких структурах существуют запрещенные области значений частот (и волновых векторов) электромагнитных волн. Если резонансная частота атома попадает в запрещенную область значений, то спонтанный распад атома сильно ингибируется [9, 31—33].

Формула (2) получена в предположении относительно большого затухания резонатора, когда выполнено соотношение $\omega/Q \gg (\mu^2 \langle E^2 \rangle)^{1/2} / \hbar$, где $\langle E^2 \rangle$ — среднее значение вакуумных флуктуаций напряженности электрического поля. В микроволновом диапазоне для дипольного перехода с нормальным значением $|\mu| \cong 10^{-18}$ CGS и резонатора с добротностью $Q = 10^{13} - 10^4$ такое соотношение является естественным. В этом случае частотное распределение спонтанно испущенных фотонов носит монорезонансный характер. Однако для переходов в атомах между высокими ридберговскими состояниями дипольный момент $|\mu| \cong 10^{-16}$ CGS, а добротность сверхпроводящего резонатора может достигать значений 10^9 [34]. В таком случае $\omega/Q \ll (\mu^2 \langle E^2 \rangle)^{1/2} / \hbar$, и спектральное распределение испущенных в резонатор фотонов носит характер дублета [35—37].

Хорошо известно, что моды в резонаторе могут быть вырождены: одной и той же собственной частоте может соответствовать несколько различных конфигураций поля. Если считать моды строго ортогональными, то вероятность перехода в этом случае следует умножить на число вырожденных мод. Однако зачастую такие моды нельзя считать строго ортогональными. Более последовательно считать их связанными между собой осцилляторами. Проблема спонтанного излучения частицы в резонаторе с двумя связанными модами исследована авторами [38]. Оказалось, что спонтанное излучение в связанные вырожденные (или близкие по частоте) моды происходит с меньшей скоростью, чем в независимые (ортогональные) моды.

В самое последнее время появилось большое число публикаций, связанных с проблемой спонтанного излучения в резонаторе, развивающих эту тему применительно к различным задачам квантовой электроники [39—47]. В частности, рассматриваются особенности открытых плоскопараллельных резонаторов [39, 40] и резонаторов другой геометрии [40], шумы в оптических усилителях [39], спонтанное излучение в полупроводниковых лазерах [41]. Эти работы интересны и с методической точки зрения.

После этого краткого исторического обзора приступим к последовательному изложению теории спонтанного излучения, в рамках которой будет дано доказательство всех вышеописанных результатов.

2. О спонтанном излучении в свободном пространстве

Хотя основная цель настоящей работы дать последовательное изложение проблемы спонтанного излучения в одномодовом резонаторе, логично предпослать этому

изложению теорию спонтанного излучения в свободном пространстве.

Будем исходить из классической модели Вайс-копфа–Вигнера: двухуровневый атом взаимодействует с континуумом осцилляторов поля свободного пространства. Гамильтониан системы атом + поле имеет вид

$$\hat{H} = \hat{H}_a + \hat{H}_f + \hat{V}, \quad (3)$$

где \hat{H}_a — оператор энергии атома, имеющий два собственных значения: $W_1 = 0$ и $W_2 = \hbar\omega_a$; \hat{H}_f — оператор энергии электромагнитного поля; его собственные значения $n_{\mathbf{k},\mathbf{e}} \hbar\omega_{\mathbf{k}}$ описывают энергию осциллятора поля, соответствующего плоской волне с волновым вектором \mathbf{k} и поляризацией \mathbf{e} ; \hat{V} — оператор взаимодействия атома с электромагнитным полем.

Совокупные квантовые состояния атом + поле будем описывать двумя индексами $|a, \alpha\rangle$. Первый индекс описывает состояние атома, второй — совокупный индекс осциллятора поля $\alpha \equiv (\mathbf{k}, \mathbf{e})$.

При взаимодействии двухуровневого атома с полем система может находиться в следующих состояниях:

$|1, 0\rangle$ — атом возбужден, все осцилляторы поля в основном состоянии.

$|0, 1_\alpha\rangle$ — атом девозбужден, испущен один фотон с совокупной характеристикой α .

Фактически состояние $|0, 1_\alpha\rangle$ является континуальным набором состояний, поскольку с определенной вероятностью может быть возбужден любой из осцилляторов поля.

Операторы H_a и H_f диагональны в представлении состояний $|1, 0\rangle$ и $|0, 1_\alpha\rangle$:

$$\hat{H}_a|1, 0\rangle = W_2|1, 0\rangle, \quad \hat{H}_a|0, 1_\alpha\rangle = W_1|0, 1_\alpha\rangle, \quad (4)$$

$$\hat{H}_f|1, 0\rangle = 0, \quad \hat{H}_f|0, 1_\alpha\rangle = \hbar\omega_\alpha|0, 1_\alpha\rangle. \quad (5)$$

Будем предполагать, что оператор V недиагонален в выбранном нами представлении:

$$\hat{V}|1, 0\rangle = V_\alpha|0, 1_\alpha\rangle, \quad \hat{V}|0, 1_\alpha\rangle = V_\alpha^*|1, 0\rangle. \quad (6)$$

Волновую функцию системы ищем в виде суперпозиции вышеуказанных состояний

$$\Psi(t) = A(t) \exp(-i\omega_a t)|1, 0\rangle + \sum_\alpha B_\alpha(t) \exp(-i\omega_\alpha t)|0, 1_\alpha\rangle. \quad (7)$$

Из уравнения Шрёдингера в соответствии с (4), (5) и (6) уравнения для коэффициентов $A(t)$ и $B(t)$ имеют вид [2]

$$i\hbar \frac{dA}{dt} = \sum_\alpha V_\alpha \exp[i(\omega_a - \omega_\alpha)t] B_\alpha + i\hbar\delta(t), \quad (8a)$$

$$i\hbar \frac{dB}{dt} = V_\alpha^* \exp[-i(\omega_a - \omega_\alpha)t] A. \quad (8б)$$

В этом уравнении δ -функция описывает начальное состояние: отсутствие атома до момента $t = 0$ и появление его в момент $t = 0$ в возбужденном состоянии.

Ищем решение уравнений (8 а, б) методом преобразования Лапласа. Введем лапласовские образы

$$A_p \doteq A(t), \quad B_{\alpha p} \doteq B_\alpha(t) \exp[-i(\omega_\alpha - \omega_a)t], \quad (9)$$

которые в соответствии с (8 а, б) подчиняются следующим уравнениям:

$$A_p = \sum_\alpha \frac{V_\alpha}{i\hbar} B_{\alpha p} + 1, \quad (10a)$$

$$[p - i(\omega_a - \omega_\alpha)] B_{\alpha p} = \frac{V_\alpha^*}{i\hbar} A_p. \quad (10б)$$

Выражая $B_{\alpha p}$ из (10б) и подставляя в (10а), получим

$$(p + \Gamma_p) A_p = 1, \quad (11)$$

где

$$\Gamma_p = \sum_\alpha \left(|V_\alpha| \hbar^{-1} \right)^2 \left[p + i(\omega_\alpha - \omega_a) \right]^{-1}. \quad (12)$$

Уравнение (11) решается тривиально, если удастся вычислить сумму (12). Для этого нужно провести суммирование по двум поляризациям для каждого значения вектора \mathbf{k} и интегрирование по направлению и величине этого вектора, поскольку \mathbf{k} — непрерывно меняющийся параметр. Замена знака суммирования интегралом требует введения плотности состояний $\rho(\omega_\alpha)$ зависящим только от частоты (модуля) волнового вектора, поскольку пространство мы считаем изотропным. В результате формула (12) приобретает вид

$$\Gamma_p = \sum_v \int \left(|V_v(\omega_\alpha)| \hbar^{-1} \right)^2 \times \\ \times \rho(\omega_\alpha) \left[p + i(\omega_\alpha - \omega_a) \right]^{-1} d\Omega d\omega_\alpha, \quad (13)$$

причем индекс v означает направление поляризации, $d\Omega$ дифференциал телесного угла. Суммирование по поляризациям и интегрирование по угловым переменным (направлениям \mathbf{k}) проведено в Приложении 1 в предположении, что взаимодействие атома с полем дипольное: $\hat{V} = -\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{E}}$. В результате получено, что

$$\Gamma_p = 2(3\pi\hbar c^3)^{-1} \int_0^\infty \mu^2 \omega^3 \left[p + i(\omega_\alpha - \omega_a) \right]^{-1} d\omega_\alpha. \quad (14)$$

Остается взять интеграл по частотам. И вот здесь обычно рассуждают так (см., например, [2]).

Значение искомой функции $A(t)$ определяется полюсами ее лапласовского образа A_p . Как будет видно из дальнейшего расчета, значение p в полюсе много меньше ω_α, ω_a . Поэтому величина $\mu^2 \omega_\alpha^3$ — медленная функция в сравнении с $[p + i(\omega_\alpha - \omega_a)]^{-1}$. В пределе очень малых p в сравнении с ω_α, ω_a

$$[p + i(\omega_\alpha - \omega_a)]^{-1} = \pi\delta(\xi) - iP\xi^{-1}, \quad \xi = \omega_\alpha - \omega_a, \quad (15)$$

$$\Gamma_p = 2(3\pi\hbar c^3)^{-1} \int_{-\omega_a}^\infty |\mu(\omega_a + \xi)|^2 (\omega_a + \xi)^3 \times \\ \times (\pi\delta(\xi) - iP\xi^{-1}) d\xi. \quad (16)$$

В силу того, что $\omega_a \gg p$ нижний предел интегрирования в (16) можно принять равным $-\infty$. Мнимая часть (16) есть главное значение интеграла. Она определяет радиацион-

ную поправку к частоте атомного перехода. Проблема радиационных поправок к энергетическим уровням сама по себе интересна и представляет важный раздел квантовой электродинамики. Однако радиационная поправка к частоте сама по себе не играет существенной роли в теории затухания атомных уровней и естественной ширины спектральных линий. Поэтому дискуссию о радиационной поправке в большинстве работ по спонтанному излучению на этом заканчивают. Закончим ее на этом и мы.

Решающую роль в теории естественной ширины линии играет $\text{Re } \Gamma_p$. Из (16) следует, что

$$\text{Re } \Gamma_p = \gamma = 2\mu^2 \omega_a^3 (3\hbar c^3)^{-1}. \quad (17)$$

Она не зависит от p , так что A_p имеет один полюс $p = -\gamma$. Поэтому

$$A(t) = \exp(-\gamma t), \quad (18a)$$

$$B_x(t) = V_x^*(i\hbar)^{-1} \frac{1 - \exp\{-[\gamma + i(\omega_a - \omega_x)]t\}}{\gamma + i(\omega_a - \omega_x)}. \quad (18b)$$

Вероятность спонтанных переходов в единицу времени w_s определяется соотношением

$$w_s = -\frac{1}{|A|^2} \frac{d|A|^2}{dt} = 2\gamma = 4\mu^2 \omega_a^3 (3\hbar c^3)^{-1}. \quad (19)$$

Распределение испущенных фотонов по частоте дается величиной

$$\int |B_x(\infty)|^2 \rho(\omega_x) d\Omega = \gamma \pi^{-1} [\gamma^2 + (\omega_a - \omega_x)^2]^{-1}. \quad (20)$$

При записи (20) полагалось $\rho(\omega_x) = \rho(\omega_c)$, что вполне допустимо, поскольку $\rho(\omega_x)$ — медленно меняющаяся функция в сравнении с лоренцианом $[\gamma^2 + (\omega_a - \omega_x)^2]^{-1}$.

Казалось бы все хорошо: интеграл (14) вычисляется при достаточно очевидных предположениях и значение интеграла носит общий, немодельный характер. К сожалению, в большинстве хорошо известных книг на этом обсуждение вычисления интеграла заканчивается. Однако ситуация драматичнее, чем это может показаться с первого взгляда. Дело в том, что интеграл

$$\text{Re } \Gamma_p = 2(3\hbar c^3)^{-1} \int_0^\infty \mu^2 \omega_x^3 p [p^2 + (\omega_x - \omega_a)^2]^{-1} d\omega_x \quad (21)$$

сходится лишь при более жестких предположениях относительно функции $\mu^2 \omega_x^3$, чем просто ее медленное изменение в сравнении с функцией $[p^2 + (\omega_x - \omega_a)^2]^{-1}$. Если, например, предположить, что μ^2 уменьшается при больших ω_x по степенному закону: $\mu^2 \sim \Omega^n / (\Omega^n + \omega_a^n)$, то интеграл (21) сходится, если $n > 2$.

Необходимость предположения об уменьшении дипольного момента с ростом частоты ω_x не вызывает тревоги. При высоких частотах, когда длина волны становится меньше размеров атома, поле многократно меняет фазу на протяжении атома. В этом случае дипольное приближение, строго говоря, неприменимо и нужно говорить о матричном элементе оператора взаимодействия \hat{V} . Поскольку [2]

$$V_x \sim \iiint \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) \Psi_2^*(\mathbf{r}) \mathbf{p} \Psi_1(\mathbf{r}) d^3r, \quad (22)$$

где \mathbf{p} — импульс электрона в атоме, $\Psi_j(\mathbf{r})$ — волновые функции атомных состояний, между которыми происходит переход, то при $|\mathbf{k}|a \gg 1$ (a — эффективный размер атома) $|V_x|^2$ уменьшается с ростом частоты быстрее, чем ω_x^{-2} . В этом легко убедиться, положив, например $\Psi_j(\mathbf{r}) \sim e^{-r/a}$.

Однако при больших частотах, строго говоря, неприменимо двухуровневое приближение для описания атома, так как в этом случае возможно возбуждение уровней с большими энергиями вплоть до ионизации атома. При $\hbar\omega_x > mc^2$ начинается рождение пар и т.п. Таким образом, мы видим, что при больших частотах принятая нами для расчета модель полностью теряет смысл.

Каков же выход из положения? Он состоит в следующем. Приближение δ -функции, использованное при вычислении интеграла (14), можно рассматривать, как первое приближение при разложении интеграла в ряд по p . Это приближение, как мы видели, не зависит от p и не опирается ни на какую специальную модель процесса при больших ω_x . Вычисление же следующих приближений требует либо моделирования процесса при высоких частотах, либо учета всего сложного комплекса явлений (ионизация, рождение пар и т.п.), вовлекающихся в процесс при $\omega_x \rightarrow \infty$, что вряд ли возможно. Но если члены следующих порядков по p малы в сравнении с первым приближением, то их можно просто отбросить.

Малы ли они? Для ответа на этот вопрос проведем конкретные вычисления интеграла (14), моделируя зависимость дипольного момента от частоты. Предположим, например, что $\mu^2 = \mu_0^2 \Omega^4 / (\Omega^2 + \omega_a^2)^2$. Тогда отношение отбрасываемых членов к основному по порядку величины равно $p\Omega^2/\omega_a^3 = \gamma\Omega^2/\omega_a^3$. Если предположить, что Ω определяется атомным размером ($\Omega \approx c/a$), а $\mu_0 \approx 10^{-17} - 10^{-18}$ CGS, то $\gamma\Omega^2/\omega_a^3 \ll 1$ (см. также приложение 7.2).

Таким образом, при достаточно малых значениях вероятности спонтанного перехода в сравнении с его частотой применение δ -функции при вычислении (14) обосновано. Полученный таким способом результат следует рассматривать, как первый член разложения вероятности в ряд по малому параметру γ/ω_a . Вычисление поправок следующих порядков, строго говоря, невозможно в рамках двухуровневой модели и дипольного приближения. Мы можем лишь утверждать, что при достаточно малых γ/ω_a член первого порядка доминирует, так что членами разложения более высокого порядка можно пренебречь.

Приведем числовые оценки вероятности спонтанных переходов. Будем считать, что длина волны спонтанно испускаемого излучения лежит в видимой области спектра, в соответствии с чем положим $\lambda = 0,5$ мкм. Пусть $|\mu| = 5 \cdot 10^{-18}$ CGS; это типичный порядок величины для атомарных переходов в видимой области спектра. Тогда согласно (19) $w_s = 6 \cdot 10^6$ с⁻¹. Это значение хорошо соответствует наблюдаемым на опыте временами жизни возбужденных атомных состояний $\sim 10^{-8}$ с. В микроволновом диапазоне при $\lambda = 1$ см вероятность перехода меньше в $(2 \cdot 10^4)^3$ раз:

$w_s \approx 10^{-5} \text{ с}^{-1}$. Такое значение вероятности спонтанного испускания соответствует времени жизни порядка суток.

3. Спонтанное излучение в резонаторе

3.1. Постановка задачи и основные уравнения

Мы будем исходить из модели, предложенной в работе [17]: двухуровневый атом взаимодействует с осциллятором, который в свою очередь взаимодействует с системой, имеющей непрерывный спектр поглощения. Осциллятор описывает моду резонатора, ближайшую по частоте к двухуровневому атому. Взаимодействие осциллятора с системой с непрерывным спектром (стенки резонатора) учитывает затухание резонатора.

Гамильтониан такой комплексной системы имеет вид

$$\hat{H} = \hat{H}_a + \hat{H}_c + \hat{H}_w + \hat{U} + \hat{V}; \quad (23)$$

\hat{H}_a — собственная энергия атома, \hat{H}_c — энергия осциллятора, \hat{H}_w — энергия системы со сплошным спектром (стенки резонатора), \hat{U} — взаимодействие атома с осциллятором, \hat{V} — взаимодействие осциллятора со стенками.

Состояния совокупной системы: атом + осциллятор + стенки будем описывать тремя индексами $|a, c, w\rangle$. Первый индекс указывает на состояние атома, второй — осциллятора, третий — стенок.

При взаимодействии атома с резонатором система может находиться в следующих состояниях:

$|1, 0, 0\rangle$ — атом возбужден, осциллятор в основном состоянии, стенки не возбуждены; энергия этого состояния W_a равна энергии возбужденного атомного уровня. Будем считать нижнее состояние атома основным. Тогда $W_a = \hbar\omega_a$, где ω_a — боровская частота атомарного перехода.

$|0, 1, 0\rangle$ — атом в нижнем состоянии, осциллятор находится в первом возбужденном состоянии, стенки не возбуждены. Энергия этого состояния $W_c = \hbar\omega_c$, где ω_c — собственная частота резонатора.

$|0, 0, 1_\omega\rangle$ — атом в нижнем состоянии, осциллятор в основном состоянии, стенки поглощали фотон с частотой ω . Энергия этого состояния $W_\omega = \hbar\omega$.

Поскольку стенки, обладая сплошным спектром поглощения, могут поглотить фотон любой частоты, то третье состояние — это фактически набор состояний, описываемый непрерывным параметром ω .

Волновую функцию системы $\Psi(t)$ ищем в виде суперпозиции вышеуказанных состояний, так что

$$\Psi(t) = A(t) \exp(-i\omega_a t) |1, 0, 0\rangle + B(t) \exp(-i\omega_c t) |0, 1, 0\rangle + \sum_{\omega} C_{\omega}(t) \exp(-i\omega t) |0, 0, 1_{\omega}\rangle. \quad (24)$$

В соответствии с уравнением Шрёдингера

$$i\hbar \frac{dA}{dt} = U \exp[i(\omega_a - \omega_c)t] B + i\hbar \delta(t), \quad (25a)$$

$$i\hbar \frac{dB}{dt} = U^* \exp[-i(\omega_a - \omega_c)t] A + \sum_{\omega} V_{\omega} \exp[i(\omega_c - \omega)t] C_{\omega}, \quad (25b)$$

$$i\hbar \frac{dC_{\omega}}{dt} = V_{\omega}^* \exp[-i(\omega_c - \omega)t] B. \quad (25b)$$

В этих уравнениях U и V_{ω} — матричные элементы операторов взаимодействия:

$$U = \langle 0, 1, 0 | \hat{U} | 1, 0, 0 \rangle, \quad V_{\omega} = \langle 0, 0, 1_{\omega} | \hat{V} | 0, 1, 0 \rangle; \quad (26)$$

$\delta(t)$ — функция в правой части уравнения (25a) учитывает начальное состояние системы: атом в возбужденном состоянии возникает в момент $t = 0$.

Как и в предыдущем разделе решаем уравнения (25) методом преобразования Лапласа. Введем лапласовские образы искомых величин $A(t)$, $B(t)$ и $C_{\omega}(t)$:

$$A_p = A(t) \exp[-i(\omega_a - \omega_c)t], \quad B_p = B(t), \\ C_{\omega p} = C_{\omega}(t) \exp[i(\omega_c - \omega)t]. \quad (27)$$

Тогда из (25 а—в) имеем

$$[p + i(\omega_a - \omega_c)] A_p = \frac{U}{i\hbar} B_p + 1, \quad (28a)$$

$$p B_p = \frac{U}{i\hbar} A_p + \sum_{\omega} \frac{V_{\omega}}{i\hbar} C_{\omega p}, \quad (28b)$$

$$[p + i(\omega - \omega_c)] C_{\omega p} = \frac{V_{\omega}^*}{i\hbar} B_p. \quad (28b)$$

3.2. Затухание резонатора

Прежде чем анализировать систему уравнений (28), рассмотрим промежуточную задачу о затухании энергии в резонаторе в отсутствие атома. В этом случае будем считать, что в начальном состоянии резонатор находится в первом возбужденном состоянии, а "стенки" — в основном энергетическом состоянии. Нетрудно видеть, что в этом случае волновая функция описывается соотношением (24) при $A(t) = 0$, а $B(t)$ и $C_{\omega}(t)$ подчиняются уравнениям

$$p B_p = \sum_{\omega} \frac{V_{\omega}}{i\hbar} C_{\omega p} + 1, \quad (29a)$$

$$[p + i(\omega - \omega_c)] C_{\omega p} = \frac{V_{\omega}^*}{i\hbar} B_p. \quad (29b)$$

Эти уравнения по своей структуре полностью подобны системе (10), описывающей процесс спонтанного излучения в свободном пространстве. Исключая из них $C_{\omega p}$, получим

$$(p + \Gamma_{cp}) B_p = 1, \quad (30)$$

где

$$\Gamma_{cp} = \sum_{\omega} \frac{|V_{\omega}|^2}{\hbar^2} \frac{1}{p + i(\omega - \omega_c)}. \quad (31)$$

Теперь необходимо вычислить сумму (31). Поскольку по постановке задачи спектр поглощения стенками непрерывный, сумма (31) сводится к интегралу путем введения плотности состояний "стенок" $\rho(\omega)$:

$$\Gamma_{cp} = \int_0^{\infty} \frac{|V_{\omega}|^2}{\hbar^2} \rho(\omega) \frac{1}{p + i(\omega - \omega_c)} d\omega. \quad (32)$$

Его вычисление требует предположений относительно зависимости $|V_\omega|^2 \rho(\omega)$ от частоты. Формально здесь возникает та же самая проблема, что и при вычислении аналогичной суммы в задаче о спонтанном излучении в свободном пространстве. Однако здесь ситуация менее драматична, поскольку мы более свободны в выборе модели для поглощения излучения стенкой.

В дальнейшем нам не придется анализировать зависимость Γ_{cp} от микроскопических параметров среды. Нам будет достаточно знать, что

$$\Gamma_{cp} = \gamma_c - i\delta_c \quad (33)$$

— комплексная величина, не зависящая от p . Мы это можем утверждать, опираясь на результаты предыдущего раздела, если γ_c и δ_c малы в сравнении с собственной частотой резонатора ω_c . В этом можно убедиться и непосредственным вычислением интеграла (32), выбирая форму полосы поглощения стенками, например, в том же виде, что и в приложении 7.2. В этом случае Ω — спектральная ширина коэффициента поглощения стенок. При достаточно больших Ω

$$\gamma_c = \pi |V_{\omega_c}|^2 \rho(\omega_c) \hbar^{-2}. \quad (34)$$

Теперь нетрудно вычислить, что $p = -\gamma_c + i\delta_c$ есть полюс B_p , и

$$B(t) \exp(-i\omega_c t) = \exp[-(\gamma_c - i\delta_c)t]. \quad (35)$$

Видно, что γ_c описывает затухание резонатора. Обычно $\gamma_c \ll \omega_c$, что и было использовано нами при вычислении Γ_{cp} и γ_c . Заметим, что вероятность состояния $|B(t)|^2$ затухает с константой скорости $2\gamma_c$. Величина δ_c — радиационная поправка к частоте резонатора; она лишь корректирует эту частоту, но не приводит к каким-либо новым качественным эффектам.

3.3. Скорость спонтанного распада и структура спектра испускания атома в резонаторе

Вернемся теперь к решению уравнений (28). Исключая C_{op} из уравнения (28б) с помощью уравнения (28в), получаем

$$\left[p + \sum_{\omega} \frac{|V_{\omega}|^2}{\hbar^2} \frac{1}{p + i(\omega - \omega_c)} \right] B_p = \frac{U^*}{i\hbar} A_p. \quad (36)$$

Из предыдущего раздела мы знаем значение стоящей в квадратных скобках суммы. Поэтому

$$B_p = \frac{U^*/i\hbar}{p + \gamma_c - i\delta_c} A_p, \quad (37)$$

что, в свою очередь, дает возможность вычислить A_p :

$$A_p = \frac{p + \gamma_c - i\delta_c}{(p + i\Delta)(p + \gamma_c - i\delta_c) + |u|^2}, \quad \Delta = \omega_a - \omega_c, \quad u = \frac{U}{i\hbar} \quad (38)$$

и получить окончательные выражения для B_p и C_{op} :

$$B_p = \frac{-u^*}{(p + i\Delta)(p + \gamma_c - i\delta_c) + |u|^2}, \quad (39)$$

$$C_{op} = \frac{u^* v_{\omega}^*}{[(p + i\Delta)(p + \gamma_c - i\delta_c) + |u|^2](p + i\Delta_{\omega})}, \quad (40)$$

причем $\Delta_{\omega} = \omega - \omega_c$, $v_{\omega} = V_{\omega}/i\hbar$.

Проводя обратное преобразование Лапласа, из (39) и (40) находим

$$A(t) = \frac{p_1 + \gamma_c - i\delta_c}{p_1 - p_2} \exp(p_1 t) - \frac{p_2 + \gamma_c - i\delta_c}{p_1 - p_2} \exp(p_2 t), \quad (41)$$

$$C_{\omega}(t) = u^* v_{\omega}^* \left(\frac{\exp(p_1 t)}{(p_1 - p_2)(p_1 - p_3)} + \frac{\exp(p_2 t)}{(p_2 - p_1)(p_2 - p_3)} + \frac{\exp(p_3 t)}{(p_3 - p_1)(p_3 - p_2)} \right), \quad (42)$$

$p_{1,2}$ — общие полюса функций A_p и C_{op} ,

$$p_{1,2} = -\frac{1}{2}(\gamma_c - i\delta_c + i\Delta) \pm \left[\frac{1}{2}(\gamma_c - i\delta_c - i\Delta)^2 - 4|u|^2 \right]^{1/2}, \quad (43)$$

являющиеся корнями уравнения:

$$(p + i\Delta)(p + \gamma_c - i\delta_c) + |u|^2 = 0, \quad (44)$$

а

$$p_3 = -i\Delta_{\omega} \quad (45)$$

— третий полюс функции C_{op} . Спектральное распределение фотонов определяется соотношением

$$|C_{\omega}(\infty)|^2 \rho(\omega) = \frac{|u|^2 |v_{\omega}|^2}{|p_3 - p_1|^2 |p_3 - p_2|^2} \rho(\omega). \quad (46)$$

При этом решающей является зависимость знаменателя (46) от частоты: $|v_{\omega}|^2 \rho(\omega)$ — плавная функция частоты и фактически может быть заменена постоянной величиной $|v_{\omega_c}|^2 \rho(\omega_c) = \gamma_c/\pi$.

Проведем оценку типичных значений параметров, определяющих процесс спонтанного излучения в резонаторе. Доминирующей формой взаимодействия атомов или молекул с электромагнитным полем является дипольное, так что $\hat{U} = -\hat{\mathbf{p}} \hat{\mathbf{E}}$. Соответственно, $|u| = (\hat{\mathbf{p}}/\hbar) \langle 0, 1, 0 | \hat{\mathbf{E}} | 1, 0, 0 \rangle$. Матричный элемент поля $\langle 0, 1, 0 | \hat{\mathbf{E}} | 1, 0, 0 \rangle = \mathbf{e}(2\pi\hbar\omega_c)^{1/2}$ [2] (см. также формулу (1.3) приложения 7.1).

В классических экспериментах в области микроволновой спектроскопии типичным объектом исследований являются вращательные спектры молекул [48]. Им соответствуют значения дипольных моментов $\hat{\mathbf{p}} \approx 10^{-18}$ CGS. Поскольку в этом диапазоне $\omega_c \approx 10^{11}$ Гц, то $|u| \approx 10^3$ с⁻¹. К этим же экспериментам примыкают первые работы в области квантовой электроники, посвященные исследованиям мазеров на пучке молекул аммиака, формальдегида и т.п. [3]. Используемые в спектроскопических и мазерных экспериментах объемные металлические резонаторы имеют добротность $Q \approx 10^3 - 10^4$. Таким значениям добротности в сантиметровом диапазоне длин волн соответствует $\gamma_c \approx 10^7$ с⁻¹. Видно, что для этих экспериментов $\gamma_c \gg |u|$. Именно поэтому такое приближение было рассмотрено в работе [17].

Другой класс экспериментов, проводимых в последние годы, основан на использовании переходов в спектрах высоковозбужденных атомов (ридберговские переходы) [34]. Эти переходы тоже лежат в микроволновом диапазоне. Для них дипольный момент $\mu \sim 10^{-16}$ CGS. В экспериментах используются сверхпроводящие резонаторы с добротностью $Q \sim 10^9$. Поэтому таким экспериментам соответствует $\gamma_c \ll |u|$.

Проанализируем эти два случая.

В первом случае ($\gamma_c \gg |u|$) наряду с γ_c может быть большой и расстройка Δ , так что вычисляем значения полюсов (43) в предположении $(1/2)(\gamma_c - i\delta_c - i\Delta) \gg |u|$. Получаем

$$p_1 = -\gamma_c + i\delta_c, \quad p_2 = -\gamma + i\delta - i\Delta, \quad (47)$$

где

$$\gamma = |u|^2 \frac{\gamma_c}{\gamma_c^2 + (\delta_c + \Delta)^2}, \quad \delta = |u|^2 \frac{\delta_c + \Delta}{\gamma_c^2 + (\delta_c + \Delta)^2}. \quad (48)$$

Функция A_p имеет, таким образом, фактически один полюс p_2 и

$$A(t) = \exp[-(\gamma - i\delta)t]. \quad (49)$$

Видно, что δ — радиационный сдвиг частоты перехода атома в резонаторе. Он исчезает, когда $\delta_c + \Delta = 0$, т.е. когда частота резонатора (с учетом радиационного сдвига) совпадает с частотой атомного перехода.

Из (47) следует, что

$$\frac{d|A|^2}{dt} = -2\gamma|A|^2. \quad (50)$$

Величина $w_s^c = 2\gamma$ определяет скорость распада верхнего атомного уровня. Если предположить, что взаимодействие дипольное: $\hat{U} = -\hat{\mu}\hat{E}$, то мы получаем для w_s^c формулу (2).

Формула (46) для распределения испущенных фотонов по частотам в рассматриваемом случае сводится к соотношению:

$$|C_\omega(\infty)|^2 \rho(\omega) = \frac{\gamma}{\pi} [\gamma^2 + (\Delta_\omega - \delta)^2]^{-1}. \quad (51)$$

Видно, что линия испускания представляет собой лоренцов монорезонанс с полушириной γ .

Случай $|u| \gg \gamma_c$:

$$p_{1,2} = -\frac{1}{2} \gamma_c \pm i|u|. \quad (52)$$

Вычислим распределение по частотам испущенных фотонов, даваемое формулой (46). Имеем

$$|C_\omega(\infty)|^2 \rho(\omega) = \frac{|u|^2 \gamma_c / \pi}{[(\gamma_c/2)^2 + (\Delta_\omega + |u|)^2][(\gamma_c/2)^2 + (\Delta_\omega - |u|)^2]} \rho(\omega). \quad (53)$$

Формула (53) описывает спектральное распределение, состоящее из двух пиков (рис. 1). Физическая интерпретация этого феномена состоит в следующем. При $|u| \gg \gamma_c$ фотон, испущенный атомом, снова поглощается атомом со значительно большей вероятностью, чем стенкой. В этом случае атом + резонатор можно рассматривать как

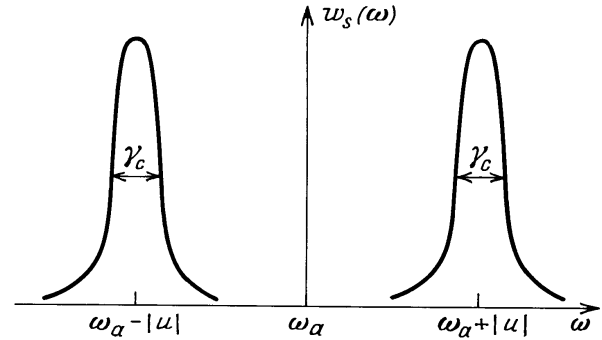


Рис. 1. Дублетная структура спектра спонтанного излучения атома в одномодовом резонаторе. $w_s(\omega)$ — спектральная плотность вероятности. Масштабы рисунка условны

единую связанную систему. Энергия этой связанной системы имеет два значения. При $\omega_c = \omega_a$ эти два значения равны $\omega_a + |u|$ и $\omega_a - |u|$. Отсюда и возникновение дублета. Такая интерпретация подтверждается прямым вычислением волновой функции системы атом + резонатор

$$\Psi(t) = A(t) \exp(-i\omega_a t) |1, 0, 0\rangle + B(t) \exp(-i\omega_c t) |0, 1, 0\rangle \quad (54)$$

в приближении $|u| \gg \gamma_c$. Положим для упрощения $\omega_a = \omega_c = \omega_0$. В этом приближении полюса функций A_p и B_p совпадают и определяются соотношением (52). Поэтому

$$A(t) \exp(-i\omega_0 t) = \frac{1}{2} \exp\left[-\left(\frac{\gamma_c}{2}\right)t\right] \left\{ \exp[-i(\omega_0 + |u|)t] + \exp[-i(\omega_0 - |u|)t] \right\}, \quad (55a)$$

$$B(t) \exp(-i\omega_0 t) = \frac{i}{2} \exp\left[-\left(\frac{\gamma_c}{2}\right)t - i\phi\right] \times \left\{ \exp[-i(\omega_0 + |u|)t] - \exp[-i(\omega_0 - |u|)t] \right\}. \quad (55b)$$

В формулах (55 а, б) сохранены слагаемые $\gamma_c/2$ в показателях экспонент, но опущены в предэкспоненциальных множителях. В этих множителях они не играют существенной роли, лишь незначительно меняя величину коэффициентов. Сохранение же слагаемых $\gamma_c/2$ в экспонентах учитывает качественно важный эффект — затухание возбужденного состояния системы атом + резонатор. Небезынтересно отметить, что затухание возбужденного состояния атом + резонатор происходит с показателем экспоненты, в два раза меньшим, чем затухание энергии в резонаторе без атома.

С учетом (55 а, б) волновая функция может быть представлена в виде:

$$\Psi(t) = \exp\left[-\left(\frac{\gamma_c}{2}\right)t\right] \left\{ \exp[-i(\omega_0 + |u|)t] + \exp[-i(\omega_0 - |u|)t] \right\}, \quad (56)$$

где

$$|\pm\rangle = \frac{1}{2} [|1, 0, 0\rangle \pm i \exp(-i\phi) |0, 1, 0\rangle]. \quad (57)$$

Волновая функция (56) представляет собой суперпозицию двух медленно затухающих (квазистационарных) состояний с энергиями $\hbar(\omega_0 \pm |u|)$. В соответствии с этими двумя значениями энергии спектр спонтанного испускания имеет два максимума.

Если же мы будем отслеживать состояния только атома, то согласно (55 а, б) вероятность нахождения его в верхнем или нижнем состоянии осциллирует с частотой $2|u|$ [49].

Найдем соотношение между параметрами $|u|$ и γ_c , при котором монорезонанс переходит в дублет. Для этого вычислим $|C_\omega(\infty)|^2$, не предполагая $|u| \gg \gamma_c$, а лишь считая, что $|u| > \gamma_c/2$. Предположим точную настройку частоты резонатора на частоту спектральной линии: $\delta_c + \Delta = 0$. Тогда $p_{1,2} = -(\gamma_c/2) + i(\delta_c \pm \beta)$, $\beta = (|u|^2 - \gamma_c^2/4)^{1/2}$, а

$$\begin{aligned} |C_\omega(\infty)|^2 \rho(\omega) &= \\ &= \frac{|u|^2 (\gamma_c/\pi) \rho(\omega)}{[(\gamma_c/2)^2 + (\Delta_\omega + \delta_c + \beta)^2][(\gamma_c/2)^2 + (\Delta_\omega + \delta_c - \beta)^2]} \rho(\omega). \end{aligned} \quad (58)$$

Очевидно, что дублету в спектральном распределении испущенных фотонов соответствуют два максимума с минимумом между ними. Положение экстремумов функции (58) на оси частот определяется корнями уравнения

$$(\Delta_\omega + \delta_c) \left[(\Delta_\omega + \delta_c)^2 + |u|^2 - \frac{1}{2} \gamma_c^2 \right] = 0. \quad (59)$$

Как функция частоты, оно имеет три действительных корня, если

$$|u| > \frac{\gamma_c}{\sqrt{2}}. \quad (60)$$

Таким образом, при спонтанном испускании атома в одномодовом резонаторе возможно возникновение дублета, если резонатор достаточно добротный. В работах [50, 51] утверждается, что в некотором интервале значений $|u|/\gamma_c$ возможно появление триплета в спектре спонтанного испускания двухуровневого атома в *одномодовом* резонаторе. Это утверждение, однако, находится в противоречии с результатами других работ [35—37] и не подтверждается вышеизложенной теорией.

4. Об экспериментальной проверке дублетной структуры спектра

Явление расщепления энергетических состояний в достаточно сильном внешнем поле излучения известно еще с опытов Ауслера и Таунса [48]. Однако наблюдение расщепления в поле собственного излучения, энергия которого равна одному фотону, принципиально труднее. В этом случае необходимо изучать испускание одиночного атома в резонаторе, так как при наличии в нем многих атомов картина сильно усложняется: атомы могут находиться в конечном счете в поле многих фотонов, испущенных разными атомами, да и число атомных коллективных состояний, вовлеченных в процесс, становится большим [52].

Чтобы зарегистрировать спектральное распределение фотонов, спонтанно испускаемых в резонаторе, необходимо иметь чувствительный детектор, регистрирующий отдельные фотоны. Создание такого детектора

для микроволновых фотонов — трудная экспериментальная задача. Значительно проще детектировать состояние атома, вылетающего из резонатора. Поэтому целесообразно воспользоваться альтернативным проявлением эффекта спектрального дублета — периодическим изменением во времени вероятности состояния атома. Вероятность нахождения атома в верхнем или нижнем состоянии на выходе из резонатора в зависимости от времени его пролета через резонатор τ осциллирует с частотой $2|u|$. Действительно, из (55 а, б) имеем

$$|A(\tau)|^2 = \frac{1}{2} \exp(-\gamma_c \tau) [1 + \cos(2|u|\tau)], \quad (61a)$$

$$|B(\tau)|^2 = \frac{1}{2} \exp(-\gamma_c \tau) [1 - \cos(2|u|\tau)], \quad (61б)$$

что и можно наблюдать экспериментально.

Достижения техники последних лет сделали возможным изучение процесса испускания одиночных атомов в очень добротном резонаторе [34, 53]. При этом регистрируется состояние именно атома, выходящего из резонатора.

В чистом виде трудно провести эксперимент по наблюдению осцилляций вероятности, описываемых формулами (61 а, б). Во-первых, необходимо, чтобы в резонаторе отсутствовало тепловое излучение. В микроволновом диапазоне это требует охлаждения до температур, заметно меньших 1 К. Во-вторых, надо обеспечить такие условия эксперимента, при которых в резонаторе не накапливается излучение от атомов, последовательно проходящих через резонатор: иначе эффект не будет чисто спонтанным. Это значит, что в каждый момент времени в резонаторе должен быть один атом и интервал времени между соседними атомами должен быть больше времени жизни фотона в резонаторе $\tau_c = (2\gamma_c)^{-1} = Q_c/\omega_c$. При $Q \approx 10^9$ и $\omega_c \approx 10^{11}$ Гц $\tau_c = 10^{-2}$ с, так что атомарный поток не должен превышать 100 атомов в секунду. Требуется также высокая степень селекции атомов по скоростям.

Формулы (61 а, б) нетрудно обобщить, учтя присутствие в резонаторе теплового излучения. В этом случае вероятность $P_A(\tau)$ найти атом в возбужденном состоянии дается формулой [53]

$$\begin{aligned} P_A(\tau) &= \frac{1}{2} \exp(-\gamma_c \tau) \left[1 - \exp\left(-\frac{\hbar\omega_c}{kT}\right) \right] \times \\ &\times \sum_n \exp\left(-\frac{n\hbar\omega_c}{kT}\right) \left\{ 1 + \cos[2|u|(n+1)^{1/2}\tau] \right\}. \end{aligned} \quad (62)$$

Именно эту формулу удалось проверить экспериментально при $T = 3$ К [37]. В эксперименте использовался селектированный по скоростям пучок атомов ^{85}Rb и ниобиевый резонатор с добротностью $Q_c = 8 \cdot 10^8$. Атомы входили в резонатор, находясь в высоковозбужденном (ридберговском) состоянии $63p_{3/2}$. Резонатор настраивался на частоту $\omega_c = 2\pi \cdot 21,5$ ГГц, соответствующую переходу в атоме $63p_{3/2} \rightarrow 61d_{3/2}$. Отсчет времени в эксперименте велся от момента влета атома в резонатор. Измерения были проведены в интервале 30—140 мкс. Авторы наблюдали прекрасное согласие формулы (63) с результатами эксперимента (рис. 2).

Обратим внимание еще раз, что осцилляции вероятности нахождения атома в определенном состоянии на выходе из резонатора, согласно (56) и (61 а, б), однозначно связаны с расщеплением энергетических уровней

системы атом + мода резонатора, происходящим при их взаимодействии. Поэтому эксперименты Х. Вальтера и сотрудников, результаты которых представлены на рис. 2, однозначно указывают на расщепление уровней энергии системы атом + мода резонатора, приводящие к дублетной структуре спектра.

Совсем недавно Дж. Кимбл (Калифорнийский технологический институт) удалось наблюдать так называемое *вакуумное* раби-расщепление энергетического уровня атома на два близких подуровня, экспериментируя в оптическом диапазоне [54]. Это фактически прямое наблюдение спонтанного дублета.

5. Возможность триплетной структуры спектра

Триплетная структура спектра испускания может возникнуть при взаимодействии атома с двумя близкими по частоте или даже вырожденными модами резонатора. Опираясь на вышеизложенное, нетрудно видеть, что в этом случае система уравнений, описывающая динамику процесса, имеет вид

$$i\hbar \frac{dA}{dt} = U_1 \exp[i(\omega_a - \omega_1)t] B_1 + U_2 \exp[i(\omega_a - \omega_2)t] B_2 + i\hbar \delta(t), \quad (63a)$$

$$i\hbar \frac{dB_1}{dt} = U_1^* \exp[-i(\omega_a - \omega_1)t] A + \sum_{\omega} V_{1\omega} \exp[i(\omega_1 - \omega)t] C_{\omega}, \quad (63б)$$

$$i\hbar \frac{dB_2}{dt} = U_2 \exp[-i(\omega_a - \omega_2)t] A + \sum_{\omega} V_{2\omega} \exp[i(\omega_2 - \omega)t] C_{\omega}, \quad (63в)$$

$$i\hbar \frac{dC_{\omega}}{dt} = V_{1\omega}^* \exp[-i(\omega_1 - \omega)t] B_1 + V_{2\omega}^* \exp[-i(\omega_2 - \omega)t] B_2. \quad (63г)$$

В использованной здесь модели U_j — оператор взаимодействия атома с j -й модой, V_j — оператор взаимодействия j -й моды со стенками резонатора, ω_j — собственная частота, а B_j — амплитуда состояния j -й моды ($j = 1, 2$). Остальные обозначения те же, что и раньше.

Предположим, что линия атома находится посередине между частотами собственных мод резонатора: $\omega_1 = \omega_a - \Delta$, $\omega_2 = \omega_a + \Delta$. Тогда, вводя лапласовские образы $A_p = A(t)$, $B_{1p} = B_1(t) \exp(i\Delta t)$, $B_{2p} = B_2(t) \times \exp(-i\Delta t)$, $C_{\omega p} = C_{\omega}(t) \exp(-i\Delta_{\omega} t)$, где $\Delta_{\omega} = \omega - \omega_a$, получим следующие уравнения:

$$pA_p = \frac{U_1}{i\hbar} B_{1p} + \frac{U_2}{i\hbar} B_{2p} + 1, \quad (64a)$$

$$(p - i\Delta) B_{1p} = \frac{U_1^*}{i\hbar} A_p + \sum_{\omega} \frac{V_{1\omega}}{i\hbar} C_{\omega p}, \quad (64б)$$

$$(p + i\Delta) B_{2p} = \frac{U_2^*}{i\hbar} A_p + \sum_{\omega} \frac{V_{2\omega}}{i\hbar} C_{\omega p}, \quad (64в)$$

$$(p + i\Delta_{\omega}) C_{\omega p} = \frac{V_{1\omega}^*}{i\hbar} B_{1p} + \frac{V_{2\omega}^*}{i\hbar} B_{2p}. \quad (64г)$$

При исключении $C_{\omega p}$ из этих уравнений возникают следующие суммы:

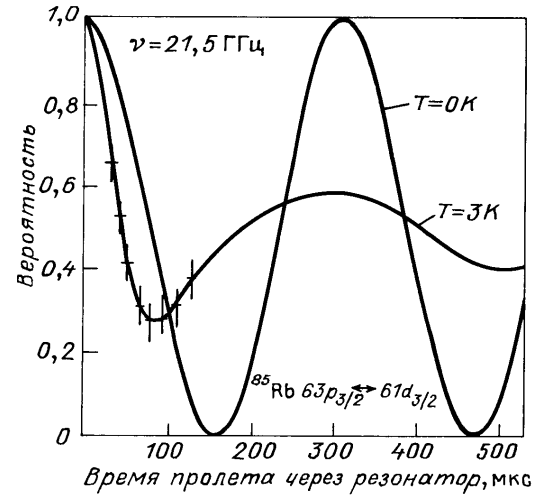


Рис. 2. Осцилляции вероятности нахождения атома в верхнем энергетическом состоянии: теория и эксперимент [37]

$$\Gamma_j = \sum_{\omega} \frac{|V_{j\omega}|^2}{\hbar^2} \frac{1}{p + i\Delta_{\omega}}, \quad K_{mn} = \sum_{\omega} \frac{V_{m\omega} V_{n\omega}^*}{\hbar^2} \frac{1}{p + i\Delta_{\omega}}. \quad (65)$$

Комплексные величины $\Gamma_j = \gamma_{cj} + i\delta_{cj}$, как и раньше, описывают затухание и радиационный сдвиг собственной частоты j -й моды резонатора. Величины K_{mn} — коэффициенты межмодовой связи.

Для того чтобы сосредоточить внимание на главном эффекте, мы упростим расчеты, полагая $\delta_c = 0$, $K_{mn} = 0$, $|V_{1\omega}| = |V_{2\omega}|$, $|U_1| = |U_2| = \hbar|u|$. Это означает равенство коэффициентов затухания в модах ($\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_c$) и отсутствие межмодовой связи.

На первый взгляд, коэффициенты связи жестко "привязаны" к значениям коэффициентов затухания, так что выбирая значения для $\gamma_{1,2}$, мы ограничены в выборе K_{mn} . Связь, конечно же, есть: в выбранной нами модели $|K_{mn}|$ не может превышать наибольшее из значений $\gamma_{1,2}$. Однако в рамках этого ограничения K_{mn} может быть выбрано любым, так как оно зависит не только от модулей $V_{1\omega}$ и $V_{2\omega}$, но и от разности их фаз. При случайном распределении фаз $K_{12} = K_{21} = 0$.

Для ответа на вопрос о спектральном распределении испущенных фотонов нужно вычислить, как и прежде, $|C_{\omega}(\infty)|$. Проводя стандартные преобразования, находим

$$|C_{\omega}(\infty)|^2 = 4|uv_{\omega}|^2 \frac{\gamma_c^2 + \Delta_{\omega}^2}{|(p_1 + i\Delta_{\omega})(p_2 + i\Delta_{\omega})(p_3 + i\Delta_{\omega})|^2}, \quad (66)$$

где p_j — корни кубического уравнения с действительными коэффициентами:

$$p(p + \gamma_c)^2 + \Delta^2 p + 2|u|^2(p + \gamma_c) = 0. \quad (67)$$

Если один из корней уравнения (61 а, б) действителен (например, p_1), а два другие — комплексно сопряженные величины ($p_{2,3} = \alpha \pm i\beta$), то

$$|C_{\omega}(\infty)|^2 \sim \frac{\gamma_c^2 + \Delta_{\omega}^2}{(p_1^2 + \Delta_{\omega}^2)[\alpha^2 + (\Delta_{\omega} - \beta)^2][\alpha^2 + (\Delta_{\omega} + \beta)^2]}. \quad (68)$$

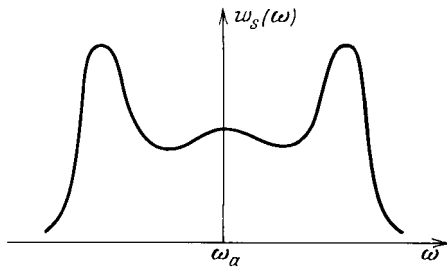


Рис. 3. Триплетная структура спектра спонтанного излучения атома в двухмодовом резонаторе. $w_s(\omega)$ — спектральная плотность вероятности. Масштабы рисунка условны

В этом случае при $\Delta^2 > 0$ и достаточно большом β возникают три спектральных пика. Для малых Δ^2

$$|C_\omega(\infty)|^2 \sim \frac{1}{[\alpha^2 + (\Delta_\omega - \beta)^2][\alpha^2 + (\Delta_\omega + \beta)^2]} \times \left[1 + \frac{\Delta^2}{|u|^2} \frac{\gamma_c^2}{\gamma_c^2 + \Delta_\omega^2} \right]. \quad (69)$$

Видно, что появление триплета не требует порога по расстройке Δ . При условии $|u| > \gamma_c/2$ третий пик появляется сразу же, как только $\Delta^2 > 0$. Но при малых Δ^2 его величина мала будучи пропорциональна Δ^2 . Рис. 3 иллюстрирует сказанное.

Если $\Delta = 0$, то $p_1 = -\gamma_c$, $\alpha = -\gamma_c/2$, $\beta = [2|u|^2 - (\gamma_c^2/4)]^{1/2}$. Тогда

$$|C_\omega(\infty)|^2 \sim \frac{1}{[\alpha^2 + (\Delta_\omega - \beta)^2][\alpha^2 + (\Delta_\omega + \beta)^2]}. \quad (70)$$

Мы возвращаемся к дублету. Отличие двухмодового дублета при $\Delta = 0$ от одномодового состоит лишь в том, что при двух одинаковых модах интенсивность взаимодействия атома с полем резонатора удваивается, так что условие возникновения дублета несколько модифицируется:

$$|u| > \gamma_c/2. \quad (71)$$

Возможно ли появление триплета при $\Delta = 0$? Возможно, если существует межмодовая связь. Из классической теории колебаний известно, что два линейно связанных между собой осциллятора с абсолютно одинаковыми частотами ω_c можно представить в виде двух независимых нормальных колебаний с частотами $\omega_+ = \omega_c(1 + \kappa)$ и $\omega_- = \omega_c(1 - \kappa)$, где κ — нормированный на частоту коэффициент межмодовой связи. Но эта ситуация практически эквивалентна уже рассмотренному случаю двух несвязанных мод с расстройкой между ними $2\Delta = 2\omega_c\kappa$. На этом же основании можно предвидеть триплет в спектре спонтанного испускания движущегося атома: при определенной конфигурации поля в резонаторе стоячая волна воспринимается атомом как две моды с частотами, симметрично смещенными из-за доплер-эффекта относительно резонансной частоты атома. Эти соображения качественно подтверждаются последовательным расчетом [55], но являются частным случаем более сложной картины. Как показано в [55], движение атома может приводить к возникновению мультиплетной структуры. Сложная структура спектра спонтанного испускания движущегося

атома связана с тем, что движение атома периодически модулирует фазу системы атом + мода резонатора. Фазовой периодической модуляции, как известно, соответствует бесконечный ряд Фурье с эквидистантным набором частот. Интерференция большого числа состояний, соответствующих компонентам Фурье и обуславливает мультиплетную структуру спектра. При определенных скоростях v атома (играет роль параметр $\omega v/c|u|$) структура спектра может выглядеть как дублет и триплет. Очень быстрое движение атома "замывает" структуру спектра, и он превращается в синглет даже при выполнении условия (71).

6. Заключение

1. При интерпретации процесса спонтанного испускания часто говорят, что он происходит за счет квантовых флуктуаций. Причем при такой интерпретации важны как квантовые флуктуации электромагнитного вакуума, так и дипольного момента [11]. Поскольку квантовые флуктуации исчезают в классическом приближении, то иногда говорят, что спонтанное излучение есть чисто квантовый эффект. Однако считать спонтанное излучение чисто квантовым эффектом неправильно, поскольку оно существует и в рамках классической теории. На это справедливо указано в работе [12]. Тем не менее, роль флуктуаций в рамках квантовой теории существенна. Дело в том, что в классической теории в качестве излучателя обычно рассматривается модель возбужденного осциллятора-диполя. Но если осциллятор-диполь возбужден, то это означает, что у него "автоматически" отличны от нуля либо дипольный момент, либо его производная, либо и то, и другое. А такая система с неизбежностью начинает излучать, как только ей предоставлена возможность свободно осциллировать. Затухают осцилляции, как известно, за счет обратной реакции поля излучения.

Иная ситуация в квантовой теории. Возбуждение квантовой системы отнюдь не означает, что система с неизбежностью обладает средним дипольным моментом. Наоборот, он, как правило, равен нулю, и системе нужен стартовый толчок, чтобы начать процесс испускания. Таким толчком и являются квантовые флуктуации. В этой связи важно отметить, что и в рамках некоторых классических моделей необходимы стартовые флуктуации. Примером могут служить уравнения Блоха, описывающие динамику вектора намагниченности вещества. Эти уравнения, выведенные Блохом из чисто классических соображений, имеют точный квантовый аналог и широко используются для описания динамики мазеров и лазеров, начиная с работ [56, 57]. В рамках этих уравнений энергия, запасенная излучателем, определяется z -компонентой намагниченности, и она не может быть нулевой, если система возбуждена. Но излучение происходит за счет x - и y -компонент намагниченности, и в начальный момент они могут быть равны нулю. Система сама не начнет излучать, пока не будут наведены (флуктуационным или другим путем) начальные значения x - и y -компонент намагниченности или излучаемого поля.

2. Как хорошо известно, наряду со спонтанным существует и вынужденное испускание, которое лежит в основе работы генераторов когерентного излучения, в частности, лазеров. Между этими двумя процессами

имеется тесная взаимосвязь, выражаемая соотношением А. Эйнштейна [58]

$$A_{21} = \hbar\omega^3(\pi^2 c^3)^{-1} B_{21}. \quad (72)$$

В этом соотношении использованы общепринятые обозначения: A_{21} — вероятность спонтанного перехода с уровня "2" на уровень "1", B_{21} — так называемый коэффициент вынужденного перехода. Следствием этого фундаментального соотношения является тот факт, что вероятность спонтанного испускания может быть вычислена, если мы знаем линейный отклик рассматриваемой системы (например, системы атом + резонатор) на воздействие внешнего монохроматического поля [8]. Линейный отклик системы может быть известен в связи с исследованиями других проблем. В этом случае задача о спонтанном испускании решается почти автоматически. Но если задача ставится впервые, то вопрос состоит лишь в том, что проще: рассчитать ли линейный отклик системы, или решить напрямую задачу о спонтанном испускании?

3. Как читатель уже мог убедиться, настоящий обзор посвящен проблеме спонтанного излучения *одиночного* атома. Именно при взаимодействии одиночного атома с невозбужденным осциллятором поля (свободное пространство, резонатор) удастся обнаружить и понять тонкие фундаментальные эффекты взаимодействия вещества и электромагнитного излучения (в том числе электромагнитного вакуума).

За пределами рамок настоящей статьи остались проблемы одновременного взаимодействия многих атомов (молекул) с электромагнитным излучением. При одновременном взаимодействии многих атомов с электромагнитным полем с неизбежностью возникает вопрос о кооперативных эффектах при спонтанном испускании [52]. Проблема кооперативных эффектов столь всеобъемлюща, что ее невозможно уместить в прокрустово ложе одной статьи. Поэтому мы ограничимся ссылками на сравнительно недавние обзоры, затрагивающие тему кооперативных эффектов [59, 60]. Кооперативные эффекты — это та область, где трудно провести грань между процессами спонтанного и вынужденного испускания, что грозит погружением в необозримое море результатов, охватывающих физику мазеров, лазеров, да и вообще современную радиофизику и оптику. По аналогичной причине в данной статье осталась вне поля зрения проблема спонтанного излучения в присутствии сильного монохроматического поля. Читатель может познакомиться с этой проблемой, обратившись к работам [61, 62].

Но и проблема излучения одиночного атома вряд ли может быть полностью и надолго исчерпана одной статьей. Она продолжает привлекать внимание исследователей и по сей день.

7. Приложения

7.1. Вычисление формулы (14)

Согласно канонам квантовой электродинамики, представим электрический вектор электромагнитного поля в виде ряда

$$\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) = \sum_{\alpha} \hat{q}_{\alpha}^{+} \mathbf{F}_{\alpha}^{*}(\mathbf{r}) + \hat{q}_{\alpha} \mathbf{F}_{\alpha}(\mathbf{r}), \quad (7.1.1)$$

где $\mathbf{F}_{\alpha}(\mathbf{r})$ — собственные функции электродинамической краевой задачи, соответствующей рассматриваемой проблеме; \hat{q}_{α}^{+} и \hat{q}_{α} — операторы рождения и уничтожения фотонов. Для описания электромагнитного поля в свободном пространстве в качестве собственных функций обычно выбираются плоские волны: $\mathbf{F}_{\alpha}(\mathbf{r}) = \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r})$, так что

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \sum_{\alpha} \exp\left[\hat{q}_{\alpha}^{+} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} + \hat{q}_{\alpha} \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r})\right]; \quad (7.1.2)$$

\mathbf{e} — единичный вектор в направлении поляризации поля, $\mathbf{e}\mathbf{k} = 0$, α — совокупный индекс (\mathbf{k} , \mathbf{e}). Каждому волновому вектору \mathbf{k} принадлежат два осциллятора поля в соответствии с двумя линейно независимыми направлениями поляризации плоской электромагнитной волны.

При дипольном взаимодействии $\hat{V} = -\hat{\boldsymbol{\mu}}\hat{\mathbf{E}}$, и вычисление $V_{\omega_{\alpha}}$ связано с вычислением матричных элементов операторов $(\hat{\boldsymbol{\mu}}\mathbf{e}) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} \hat{q}_{\alpha}^{+}$ и $(\hat{\boldsymbol{\mu}}\mathbf{e}) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} \hat{q}_{\alpha}^{+}$. Матричные элементы операторов \hat{q}_{α}^{+} и \hat{q}_{α} при выбранной нормировке собственных функций даются соотношением:

$$\langle 0, 1 | \hat{q}_{\alpha}^{+} | 1, 0 \rangle = \langle 1, 0 | \hat{q}_{\alpha} | 0, 1 \rangle = (2\pi\hbar\omega)^{1/2}. \quad (7.1.3)$$

Пусть ϑ — угол между векторами $\boldsymbol{\mu}$ и \mathbf{e} . Тогда $(\hat{\boldsymbol{\mu}}\mathbf{e}) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} = \hat{\boldsymbol{\mu}} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} \cos \vartheta$. Вычисление матричного элемента $\langle 0, 1_{\omega_{\alpha}} | \boldsymbol{\mu} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} | 1, 0 \rangle$ требует, вообще говоря, знания конкретных волновых функций атома. Однако величина $\boldsymbol{\mu}$ как функция координат отлична от нуля в пределах размера атома. Если при этом ограничиться рассмотрением спонтанного испускания в диапазоне длин волн не короче видимых, то в пределах размера атома $e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} \cong 1$. Поэтому

$$\langle 0, 1_{\omega_{\alpha}} | \boldsymbol{\mu} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} | 1, 0 \rangle = \langle 0, 1_{\omega_{\alpha}} | \boldsymbol{\mu} | 1, 0 \rangle = \boldsymbol{\mu}(\omega_{\alpha}), \quad (7.1.4)$$

где $\boldsymbol{\mu}(\omega_{\alpha})$ — чисто атомная характеристика, определяемая, как правило, из опыта.

Остается вычислить $\cos \vartheta$ и провести в формуле (13) суммирование по поляризациям и интегрирование по направлениям испущенных фотонов. В задаче являются заданными положение и ориентация атома в пространстве. При интегрировании переменной является ориентация вектора \mathbf{k} . Для вычисления, однако, удобнее систему координат связать с волновым вектором \mathbf{k} , выбрав его направление за ось z ; две другие оси удобно связать с двумя направлениями линейно независимых поляризаций (рис. 4). Тогда интегрирование по направлениям \mathbf{k} в формуле (13) эквивалентно интегрированию по углам ориентации вектора $\boldsymbol{\mu}$ в выбранной системе координат. Из рис. 4 ясно, что $\cos^2 \vartheta = \sin^2 \theta \cdot \cos^2 \phi$, если испущенный фотон поляризован в направлении оси x и $\cos^2 \vartheta = \sin^2 \theta \cdot \sin^2 \phi$, если испущенный фотон поляризован в направлении оси y . Суммирование по этим двум поляризациям приводит к тому, что квадрат матричного элемента взаимодействия пропорционален $\sin^2 \theta$. Так как $d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi$, интегрирование по направлениям вектора \mathbf{k} сводится к вычислению простого интеграла

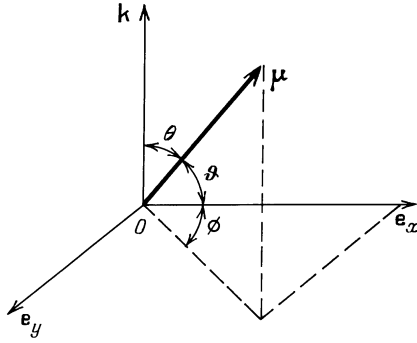


Рис. 4. Схема ориентации дипольного момента излучающего атома в системе координат, связанной с ортами фотона: волновым вектором \mathbf{k} и направлениями поляризации \mathbf{e}_x и \mathbf{e}_y

$$\int_0^\pi d\theta \int_0^{2\pi} d\phi \sin^3 \theta = \frac{8}{3} \pi. \quad (7.1.5)$$

Подставляя (7.1.3)—(7.1.5) в (13), приходим к формуле (14).

7.2. Вычисление интеграла по частоте

Для иллюстрации рассуждений, приведенных в разделе 2, вычислим

$$\Gamma_p = 2(3\pi\hbar c^3)^{-1} \int_0^\infty \mu^2 \omega^3 [p + i(\omega_x - \omega_a)]^{-1} d\omega_x \quad (7.2.1)$$

в предположении, что

$$\mu(\omega_x)^2 \omega_x^3 = \frac{\mu_0^2}{\pi} \frac{\Omega^2}{\Omega^2 + (\omega_x - \omega_a)^2}, \quad (7.2.2)$$

где μ_0 и Ω — постоянные величины. Такая форма зависимости от ω_x при достаточно большом Ω удовлетворяет предположениям о матричном элементе взаимодействия, которые были сделаны при вычислении формулы (17). Но она носит чисто модельный характер и отличается от зависимости $\mu(\omega_x)$, для которой приведены оценки в основном тексте. Сделанный здесь выбор максимально упрощает вычислительную сторону вопроса, не меняя принципиальной стороны дела.

Вычисление интеграла (7.2.1) с учетом (7.2.2) приводит к соотношению:

$$\Gamma_p = \gamma \frac{\Omega^2}{\Omega^2 + p^2} \left[\left(1 - \frac{1}{\pi} \arctan \frac{p}{\omega_a} - \frac{p}{2\Omega} - \frac{p}{\pi\Omega} \arctan \frac{\omega_0}{\Omega} \right) - \frac{i}{2\pi} \ln \frac{\omega_a^2}{\Omega^2 + \omega^2} \right], \quad (7.2.3)$$

где $\gamma = 2\mu_0^2 \omega_a^3 / 3\hbar c^3$.

Полюса функции A_p , согласно уравнению (11), определяются уравнением

$$p = -\Gamma_p. \quad (7.2.4)$$

Предполагая γ/ω_a и $\gamma/\Omega \ll 1$, ищем решение (7.2.4) методом последовательных приближений; $p = p_1 + p_2 + \dots$

$$p_1 = -\gamma \left(1 - \frac{i}{2\pi} \ln \frac{\omega_a^2}{\Omega^2 + \omega^2} \right). \quad (7.2.5)$$

Видно, что в этом приближении реальная часть полюса, определяющая затухание верхнего атомного состояния, не зависит от модельного параметра Ω . Мнимая же часть, определяющая радиационный сдвиг частоты, зависит от модельного параметра. При $\Omega \rightarrow \infty$ она бесконечно растет, что тесно связано с общей проблемой расходимостей в квантовой электродинамике [38].

Поправки следующего приближения порядка γ/ω_a и γ/Ω . Эти поправки зависят от модельного параметра Ω . Ясно, что их конкретный вид изменится при изменении модели.

Список литературы

- Weiskopf V., Wigner E. *Zs. Phys.* **63**, 54; **65**, 18 (1930).
- Гайтлер В. *Квантовая теория излучения* (М.: ИЛ, 1956).
- Ораевский А.Н. *Молекулярные генераторы* (М.: Наука, 1964).
- Файн В.М. *Квантовая радиофизика. Фотоны и нелинейные среды* (М.: Сов. радио, 1972).
- Louisell W.H. *Radiation and Noise in Quantum Electronics* (New York: McGraw-Hill, 1964).
- Апанасевич П.А. *Основы теории взаимодействия света с веществом* (Минск: Наука и техника, 1977).
- Аллен Л., Эберли Дж. *Оптический резонанс и двухуровневые атомы* (М.: Мир, 1978).
- Клышко Д.Н. *Физические основы квантовой электроники* (М.: Наука, 1986).
- Быков В.П., Шепелев Г.В. *Излучение атомов вблизи материальных тел* (М.: Наука, 1986).
- Клышко Д.Н. *Фотоны и нелинейная оптика* (М.: Наука, 1980).
- Milonni P.W. *Phys. Rep.* **76**, 1 (1981).
- Гинзбург В.Л. *УФН* **140** (4), 687 (1983).
- Бетеров И.М., Лернер П.Р. *УФН* **159**, 665 (1989).
- Purcell E.M. *Phys. Rev.* **69**, 681 (1946).
- Bloembergen N., Pound R.V. *Phys. Rev.* **95**, 8 (1954).
- Strandberg M.W.P. *Phys. Rev.* **106**, 617 (1957).
- Бункин Ф.В., Ораевский А.Н. *Изв. вузов. Радиофизика* **2** (2), 181 (1959).
- Kleppner D. *Phys. Rev. Lett.* **47** (4), 233 (1981).
- Соколов И.В. *Опт. и спектр.* **53** (1), 9 (1982).
- Wells W.H. *J. Appl. Phys.* **29** (4), 714 (1985).
- Страховский Г.М., Татаренков В.М. *ЖЭТФ* **42** (3), 907 (1962).
- Басов Н.Г., Ораевский А.Н., Страховский Г.М., Татаренков В.М. *ЖЭТФ* **43** (6), 1768 (1963).
- Basov N.G., Oraevsky A.N., Strakhovsky G.M., Tatarenkov V.M. In *Quantum Electronics* (Ed. Grivet P., Bloembergen N.), Proc. of the Third International Congress (Paris, 1964), v. 1, p. 377.
- Goy P., Raimond J.M., Gross M., Haroche S. *Phys. Rev. Lett.* **50**, 1903 (1983).
- Heinzen D.J., Feld M.S. *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2623 (1987).
- Drexhage K.H. In *Progress in Optics* (Ed. Wolf E.) (Amsterdam: North-Holland, 1974), v. 12, p. 79.
- DeMartini F., Innocenti G., Jacobovitz G., Mantolini P. *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2955 (1987).
- Gabriele G., Demelt H. *Phys. Rev. Lett.* **55**, 67 (1985).
- Hulet R.G., Hilfer E., Kleppner D. *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2137 (1985).
- Jhe W., Anderson A., Hinds E.A., Meschede D., Moi L., Haroshe S. *Phys. Rev. Lett.* **58**, 666 (1987).
- Yablonovitch E. *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2059 (1987).
- Yablonovitch E., Gmitter T.J., Bhat R. *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2546 (1988).
- Yablonovitch E., Gmitter T. J. *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1950 (1989).
- Walther H. *Phys. Rep.* **219** (3–6), 263 (1992).
- Sachdev S. *Phys. Rev. A* **29**, 2627 (1984).
- Barnett S., Knight P.L. *Phys. Rev. A* **33**, 2444 (1986).
- Agarwal G.S., Bullough R.K., Hildred G.P. *Optics Commun.* **59**, 23 (1986).
- Агабекян А.С., Грасюк А.З., Ораевский А.Н. *Изв. вузов. Радиофизика* **8** (4), 631 (1965).
- Henry C.H. *J. Lightwave Technology* **LT-4** (3), 288 (1986).
- Barat A.O., Dowling J.P. *Phys. Rev. A* **36** (2), 649 (1987).

41. Makino T. *J. Lightwave Technology* **LT-9** (1), 84 (1991).
42. Drabe K.E., Knossen G., Virsmaa D. *Opt. Commun.* **73** (2), 91 (1989).
43. Martirell J., Lavandi N.M. *Phys. Rev. Lett.* **65** (15), 1877 (1990).
44. Bialanicka-Birula S., Maystre P., Shumacher E., Wilkins M. *Opt. Commun.* **85** (4), 315 (1991).
45. Arnoldus H.F., Gorge D.F. *Phys. Rev. A* **43**, 3675 (1991).
46. Alber J. *Phys. Rev. A* **46** (9), 5338 (1992).
47. Dowling J.P., Bouden C. *Phys. Rev. A* **46** (1), 612 (1992).
48. Таунс Ч., Шавлов А. *Радиоспектроскопия* (М.: ИЛ, 1959).
49. Sanchez-Mondragon J.J., Narozhny N.B., Eberly J.H. *Phys. Rev. Lett.* **51**, 550 (1983).
50. Cheltsov V.F. *The 4th European Conference on Atomic and Molecular Physics (IV ECAMP). Abstracts.* April 6—10, 1992, Riga, Latvia, p. 161.
51. Cheltsov V.F. *The XXIth EUCMOS-Congress. Abstracts.* August 23—28, 1992, Vienna, p. 158.
52. Dicke R.H. *Phys. Rev.* **93** (1), 99 (1954).
53. Rempe G., Walter H., Dobiash P. *Quantum Optics. Proc. of the VIth International School of Coherent Optics. Ustron (Poland), September 19—26, 1985* (Eds. Kujavski M., Levenstein M.), p. 144—164.
54. Thompson R.J., Rempe G., Kimble H.J. *Phys. Rev. Lett.* **68** (8), 1132 (1992).
55. Ren W., Gresser J.D., Carmichael H.J. *Phys. Rev. A* **46** (11), 7162 (1992).
56. Файн В.М. *ЖЭТФ* **33**, 945 (1957).
57. Ораевский А.Н. *Радиотехн. и электроника* **4** (4), 718 (1959).
58. Эйнштейн А. *Собрание научных трудов* (М.: Наука, 1966), с. 386.
59. Железняков В.В., Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В. *УФН* **159** (10), 835 (1989).
60. Андреев А.В. *УФН* **160** (12), 1 (1990).
61. Пестов Э.Г. *Тр. ФИАН* **187**, 60 (1988).
62. Виноградов Ан.В. *Тр. ФИАН* **187**, 123 (1988).
63. Ахнезер А.И., Берестецкий В.Б. *Квантовая электродинамика* (М.: Наука, 1969).

SPONTANEOUS EMISSION IN A CAVITY

A.N. Oraevsky

*P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences
53, Leninskii Prospekt, 117924, Moscow, Russian Federation
Tel. (095) 132-1529. Fax (095) 135-7880, 411479 neod su
E-mail: oraevsky @ sci. FIAN. msk. su*

The historical review of the basic results related to the theory and experiment on spontaneous emission of an atom in a cavity is presented. The explicit theoretical description of spontaneous emission in both free space and cavity is given in a framework of a two-level atom model. It is shown that the spectrum of emitted photons in a single mode cavity can be of a singlet or doublet shape depending on the ratio of a cavity dumping and coupling constant of the atom and cavity field. The emission spectrum in a cavity with two modes which eigenfrequencies are close to the atomic frequency has a triplet structure.

Bibliography — 63 references

Received 22 December 1993, revised 19 January 1994

Глубокоуважаемые подписчики!

Для формирования банка данных о подписчиках (и возможных авторах) журнала "Успехи физических наук" просим Вас прислать о себе сведения, заполнив тщательно и разборчиво прилагаемый бланк.

✂ —————

Ф. И. О.

или

Организация

АДРЕС ДОСТАВКИ (с почтовым индексом)

.....

.....

Тел. (дом.) Тел. (служ.)

Факс E-mail

Профессия

Место работы

Должность.....

Ученая степень Звание

Область научных интересов.....

.....

..... (Пишите, пожалуйста, разборчиво!)

ЛИСТ ПОДПИСЧИКА

журнала "Успехи физических наук"

(Подписка на первое полугодие 1994 г.)

Дата платежа

Название банка

(номер почтового отделения).....

Номер кассового аппарата

Номер квитанции.....

С какого времени являетесь подписчиком журнала "УФН"

.....