

П
С71



В. М. Дубовик, О. Г. Меликян,
Д. О. Чудесников, В. П. Яковлев

026-87

ЖН 3246
МФТИ

СПЕКТР РЕЗОНАНСНОЙ ФЛЮОРЕСЦЕНЦИИ
И СИЛА ТРЕНИЯ
В СТОЯЧЕЙ СВЕТОВОЙ ВОЛНЕ

МОСКВА 1987

Министерство высшего и среднего специального
образования СССР

Московский ордена Трудового Красного Знамени
инженерно-физический институт

В.М.Дубовик, О.Г.Меликян, Д.О.Чудесников
В.П.Яковлев

СПЕКТР РЕЗОНАНСНОЙ ФЛЮОРЕСЦЕНЦИИ И СИЛА
ТРЕНИЯ В СТОЯЧЕЙ СВЕТОВОЙ ВОЛНЕ

Препринт 026-87

БИБЛИОТЕЧНЫЙ
ФОНД
НИИУ ИФФИ



Утверждено
редсоветом института

Москва 1987

Дубовик В.М., Меликян О.Г., Чудесников Д.О., Яковлев В.П.
Спектр резонансной флюоресценции и сила трения в стоячей световой волне. - М.: Препринт/МИФИ, 026-87, 1987. -24 с.

Изучается спектр резонансной флюоресценции атома, движущегося в поле стоячей световой волны. Получена в общем виде связь между спектром резонансной флюоресценции и силой радиационного трения, демонстрирующая закон сохранения энергии системы "атом-поле". В условиях существенно разной пространственной локализации прямых и обратных спонтанных переходов найдено квазиклассическое решение для корреляционной матрицы плотности, вычислен спектр флюоресценции атома и прослежена его связь с запаздывающей градиентной силой. Исследованы различные предельные случаи.

Введение

В последнее время интенсивно исследуются вопросы, связанные с резонансным взаимодействием света с атомами. В пространственно неоднородных полях (типа стоячей волны) на атом действует не только периодическая в пространстве градиентная сила, но и сила трения, знак которой зависит от знака расстройки резонанса, что приводит к охлаждению или нагреванию частиц [1]. Наличие такой силы приводит к разнообразным возможностям механического воздействия света на атомы. О таком воздействии можно судить, с одной стороны, по изменению состояния движения атома. С другой стороны, в результате взаимодействия света с атомами меняются характеристики рассеянного света. Поэтому одной из важных задач является изучение спектра резонансной флюоресценции, вид которого позволяет судить о взаимодействии резонансных частиц с полем.

Сила, действующая на атом в резонансном внешнем поле, тесно связана со спектром резонансной флюоресценции. Для случая бегущей волны этот вопрос хорошо изучен [2-8, 17]. В работах [9-10] исследовался спектр резонансной флюоресценции в сильном бихроматическом поле в условиях точного резонанса и малости частоты спонтанных переходов χ по сравнению с доплеровской частотой. Численный расчёт излучения газа резонансных атомов в стоячей волне, основанный на приближении скоростных уравнений [11], проводился в работе [12]. Отметим, что вопрос об асимметрии спектра резонансной флюоресценции атома, движущегося в поле стоячей световой волны, качественно обсуждался в недавней работе [13].

Здесь мы рассмотрим спектр резонансной флюоресценции атома, движущегося в поле стоячей световой волны, и его связь с действующей на частицу силой светового давления. В разделе I будут выведены уравнения для матрицы плотности и корреляционной матрицы. В следующем разделе (раздел 2) мы покажем связь между запаздывающей градиентной силой [14] и спектром резонансной флюоресценции в приближении заданного движения. В разделе 3 будет найдено квазиклассическое решение для матрицы плотности и корреляционной матрицы при отсутствии переходов Ландау-Зинера (ЛЗ) с помощью метода, развитого в работе [14]. Раздел 4 посвящён нахождению

дению явного вида спектра резонансной флуоресценции в условиях существенно разной пространственной локализации прямых и обратных спонтанных переходов и обсуждению результатов.

I. Основные уравнения

Рассмотрим двухуровневый атом, движущийся в поле резонансной электромагнитной стоячей волны

$$\vec{E}(\vec{z}, t) = \vec{E}(\vec{z}) e^{-i\omega t} + \text{к.с.}, \quad \omega = \omega_{\text{ат}} + \Delta. \quad (I)$$

Для вычисления спектра резонансной флуоресценции необходимо знать уравнения, определяющие эволюцию матрицы плотности и корреляционной матрицы. Уравнения движения для матрицы плотности, последовательно учитывающие процессы релаксации, выводились ранее, например в работе [15]. В низшем порядке по плотности атомов в резонансном приближении уравнение для матрицы плотности выглядит следующим образом:

$$i\left(\frac{\partial}{\partial t} + \hat{\Gamma}\right)\rho(\vec{z}_1, \vec{z}_2, t) = \hat{\mathcal{H}}(\vec{z}_1)\rho(\vec{z}_1, \vec{z}_2, t) - \rho(\vec{z}_1, \vec{z}_2, t)\hat{\mathcal{H}}(\vec{z}_2),$$

где $\rho = \begin{pmatrix} \rho_{aa} & \rho_{ba} \\ \rho_{ab} & \rho_{bb} \end{pmatrix}$, $\hat{\Gamma}\rho = \begin{pmatrix} \gamma\rho_{aa} & \frac{\gamma}{2}\rho_{ba} \\ \frac{\gamma}{2}\rho_{ab} & -\hat{\gamma}(\vec{z}_1 - \vec{z}_2)\rho_{bb} \end{pmatrix}$, $\hat{\mathcal{H}} = \hat{T} + \hat{H}$,

$$\hat{T} = \hat{p}_{2m}^2, \quad \hat{H} = -\frac{\Delta}{2}\sigma_3 - \sigma^+ V(\vec{z}) - V^*(\vec{z})\sigma^-, \quad V(\vec{z}) = -\vec{d}\vec{E}(\vec{z}), \quad (2)$$

$$\hat{\gamma}(\vec{z}) = 2\text{Re}D(\vec{z}), \quad D(\vec{z}) = \begin{cases} -i(k_0^2 d^2 + (dV)^2) \exp(i k_0 z) / z, & z \neq 0 \\ \gamma/2, & z = 0 \end{cases}$$

Здесь \vec{d} - дипольный матричный элемент перехода; \hat{T} и \hat{p} - операторы кинетической энергии и импульса центра инерции атома с массой m ; σ_i - матрицы Паули; $\sigma = \frac{1}{2}(\sigma_1 - i\sigma_2)$; $\hbar = c = 1$.

Спектр резонансной флуоресценции определяется коррелятором гайзенберговских операторов поля $\langle \vec{E}^*(\vec{z}', t') \vec{E}(\vec{z}, t) \rangle$, имеющим в волновой зоне ($z \gg z'$, k_0^{-1}) следующий вид:

$$\begin{aligned} \mathcal{K}(t', t) &= \frac{z^2}{2\pi\omega} \int d\Omega_n \langle \hat{E}^*(\vec{z}', t') \hat{E}(\vec{z}, t) \rangle = \\ &= \gamma \int d^3\vec{z}'_1 d^3\vec{z}'_2 \langle \hat{\rho}_{ab}(\vec{z}'_1, \vec{z}'_2, t') \hat{\rho}_{ba}(\vec{z}_1, \vec{z}_2, t) \rangle. \end{aligned} \quad (3)$$

При совпадающих временах $\mathcal{K}(t', t)$ представляет собой число

фотонов, рассеянных в единицу времени во всех направлениях, и выражается через заселённость и скорость распада верхнего уровня

$\mathcal{K}(t, t) = \gamma \int d\vec{z}_1 \langle \rho_{aa}(\vec{z}_1, \vec{z}_1, t) \rangle$. Эволюцию коррелятора (3) можно получить из решений уравнений движения для корреляционной матрицы $R(\vec{z}_1, \vec{z}_1, t', \vec{z}_2, \vec{z}_2, t) = \langle \hat{\rho}_{ab}(2'1') \hat{\rho}(1,2) \rangle \equiv R(\cdot, 1, 2)$. (4)

Уравнения для $R(\cdot, 1, 2)$ как функции нештрихованных параметров $(\vec{z}_1, \vec{z}_2, t)$ при $t > t'$ можно получить так же, как и уравнения для матрицы плотности. При этом штрихованные переменные фигурируют как параметры, а их совокупность обозначена точкой в аргументе R . Вид их точно такой же, уравнений (2). Единственное отличие - это начальное условие (при совпадающих временах):

$$R_{\alpha\beta}(\vec{z}_1, \vec{z}_1, t', \vec{z}_2, \vec{z}_2, t') = \delta_{\beta a} \delta(\vec{z}_2 - \vec{z}_1) \rho(\vec{z}_1, \vec{z}_1, t'), \quad (\alpha\beta) = (ab). \quad (5)$$

Уравнения (2) для матрицы плотности и R -матрицы с начальным условием (5) представляют замкнутую систему уравнений и позволяют, в принципе, описать спектральные свойства излучения атома во внешнем поле с учётом эффекта отдачи при спонтанных переходах. Коррелятор тока перехода, входящий в (3), есть $R_{ba}(1'1'1)$. Эта величина нами определялась при $t > t'$. При $t < t'$ можно воспользоваться соотношением $R_{ba}(2'1'12) = R_{ba}^*(211'2')$. (6)

В дальнейшем мы будем исследовать важную, но относительно простую ситуацию, когда движение атома можно считать заданным. В этом случае для частицы, совершающей одномерное движение вдоль оси x с постоянной скоростью v , уравнения (2) принимают вид

$$\frac{d\rho}{dt} = -i[\hat{H}\hat{\rho}] - \gamma\rho, \quad \hat{H} = -\begin{pmatrix} A/2 & V(t) \\ V(t) & -A/2 \end{pmatrix}; \quad (7)$$

$$\hat{\gamma}\rho = \begin{pmatrix} \gamma\rho_{aa} & \frac{\gamma}{2}\rho_{ba} \\ \frac{\gamma}{2}\rho_{ab} & -\gamma\rho_{aa} \end{pmatrix}, \quad V(t) = V_0 \sin \Omega t, \\ \Omega = kv, \quad V_0 = dE_0,$$

а корреляционная матрица $R(t', t)$ удовлетворяет, соответственно, уравнению $i \frac{\partial}{\partial t} R(t', t) = -i[\hat{H}R(t', t)] - \hat{\gamma}R(t', t)$ (8)

с начальным условием $R_{\alpha\beta}(t', t') = \delta_{\beta a} \rho_{ab}(t')$. (9)

Обсудим общие свойства корреляционной матрицы $R(t', t)$. Из выражения (8) следует, что $\text{Sp} R(t', t)$ не зависит от t и является некоторой функцией от t' , которая находится из начального условия (9):

$$\text{Sp} R(t', t) = R_{aa}(t', t) + R_{bb}(t', t) = \rho_{ab}(t'). \quad (10)$$

Поэтому из четырех компонент матрицы R независимыми являются только три, которые удовлетворяют неоднородной системе уравнений. В уравнении для $R_{bb} - R_{aa}$ появляется неоднородный член $-\gamma \rho_{ab}(t')$.

Выделим из $R(t', t) = \langle \hat{\rho}_{ab}(t') \hat{\rho}(t) \rangle$ произведение средних

$$R(t', t) = \rho_{ab}(t') \rho(t) + \mathcal{F}(t', t). \quad (11)$$

Тогда неприводимая часть $\mathcal{F}(t', t)$ будет по-прежнему подчиняться уравнению (8), но с другим начальным условием:

$$-\mathcal{F}_{\beta\alpha}(t', t') = \bar{b}_{\beta a} \rho_{ab}(t') - \rho_{ab}(t') \rho_{\beta\alpha}(t'). \quad (12)$$

При этом

$$\text{Sp} \mathcal{F}(t', t) = \text{Sp} R(t', t) - \rho_{ab}(t') = 0, \quad (13)$$

и три независимые компоненты \mathcal{F} удовлетворяют однородной системе уравнений. Наличие релаксации приводит к тому, что на больших временах $t - t' \gg 1/\gamma$ величина $\mathcal{F}(t', t)$ экспоненциально затухает.

Заметим, что уравнение для матрицы плотности $\rho(t)$ (7) в поле $V_0 \sin \Omega t$ имеет установившееся решение [I, 18], которое является однозначным и не зависит от начальных условий.

Именно его мы и возьмем в качестве $\rho(t)$. Тогда первый член в выражении (10) является периодической незатухающей функцией времени t , а второй член описывает затухающую часть

$R(t', t)$. Отметим, что при $t - t' \gg 1/\gamma$ мы вновь приходим к установившемуся решению $R(t', t) = \rho_{ab}(t') \rho(t)$, которое не зависит от начального условия и пропорционально $\rho(t)$. Этот результат очевиден, т.к. уравнение (8) для корреляционной матрицы $R(t', t)$ фактически совпадает с уравнением (7) для матрицы плотности.

Укажем еще одно свойство корреляционной матрицы:

$$R(t + 2\pi/\Omega, t + 2\pi/\Omega) = R(t, t). \quad (I4)$$

Оно обусловлено тем, что одновременный сдвиг аргументов на период оставляет инвариантным уравнение (8) и начальное условие (9), если, конечно, в качестве $p(t)$ взять периодическое решение. Свойство (I4) означает, что $R(t', t'+\tau)$ является периодической функцией t' с периодом $2\pi/\Omega$.

2. Связь спектра флуоресценции с силой трения

Коррелятор (3) выражается с учетом (6) через функцию $R_{ba}(t', t)$, определенную при $t > t'$:

$$\mathcal{K}(t', t) = \gamma \begin{cases} R_{ba}(t', t), & t' < t, \\ R_{ba}^*(t, t'), & t < t'. \end{cases} \quad (I5)$$

Для получения спектра излучения $I(\nu)$ коррелятор $\mathcal{K}(t', t)$ надо разложить в интеграл Фурье по $\tau = t - t'$ и усреднить по $(t+t')/2$:

$$I(\nu) = \frac{\gamma}{\pi} \operatorname{Re} \int_0^{\infty} d\tau e^{i\omega\tau} \overline{R_{ba}(t', t'+\tau)}. \quad (I6)$$

Это - число излученных в единицу времени фотонов с частотой $\nu = \omega_{ba} - \omega$, отсчитанной от частоты внешнего поля; усреднение обозначено чертой сверху и проводится по периоду поля.

Рассмотрим связь между спектром резонансной флуоресценции (I6) и средней силой трения, действующей на атом в поле стоячей волны [I4].

Для того чтобы наши результаты свести непосредственно к результатам вышеупомянутой работы [I4], мы выпишем уравнения (7) для матрицы плотности в блоховских функциях:

$$\begin{aligned} q &= \rho_{bb} - \rho_{aa}, \quad p = \rho_{ba}, \\ \left(\frac{d}{dt} + \gamma\right) q &= 4V(t) \operatorname{Im} p - \gamma, \\ \left(\frac{d}{dt} - i\bar{\nu}\right) p &= -iV(t) q, \quad \bar{\nu} = \Delta + i\gamma/2. \end{aligned} \quad (I7)$$

Умножим обе части (I6) на ν и проинтегрируем в пределах от $-\infty$ до $+\infty$:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \nu I(\nu) d\nu = \gamma \operatorname{Re} \left[i \frac{\partial}{\partial t} R_{\rho\rho}(t, t) \right]_{t=t'+0}. \quad (18)$$

Заменим в выражении, стоящем справа, производную по времени с помощью соответствующего уравнения системы (8), а так как все величины берутся при совпадающих временах, используем начальное условие (9):

$$\gamma \operatorname{Re} \left[i \frac{\partial}{\partial t} R_{\rho\rho}(t, t) \right]_{t=t'+0} = -\gamma \operatorname{Re} \left[(\Delta + i\gamma/2) \rho_{\rho\rho}(t') + V(t') \rho_{ac}(t') \right]. \quad (19)$$

Оставшиеся под знаком усреднения элементы матрицы плотности преобразуем в свою очередь с помощью уравнения Блоха (17):

$$-\gamma \left[\frac{\Delta}{2} (1 + \rho) + V \cdot \operatorname{Re} \rho \right] = \frac{\Delta}{2} \frac{d\bar{\rho}}{dt} + V \frac{d}{dt} (\rho + \rho^*). \quad (20)$$

Используя то обстоятельство, что производная от периодической функции при усреднении дает ноль, для правой части (20) получаем:

$$-2 \frac{dV}{dt} \operatorname{Re} \rho \equiv -\nu \cdot \bar{f}(t), \quad (21)$$

где \bar{f} — средняя сила, действующая на частицу [14], а $\nu \bar{f}$ — средняя работа, совершаемая полем над частицей в единицу времени.

Величина, стоящая в левой части (18) характеризует асимметрию энергетического спектра излучения относительно частоты внешнего поля и ее можно записать в виде разности

$$\frac{dE}{dt} \Big|_{\omega_{изл} > \omega} - \frac{dE}{dt} \Big|_{\omega_{изл} < \omega} = \int \nu I(\nu) d\nu, \quad (22a)$$

где $\frac{dE}{dt} \Big|_{\omega_{изл} > \omega}$ — энергия, излученная в единицу времени в области частот, больших и меньших частоты ω . С другой стороны, этот интеграл можно представить в такой форме:

$$\int \nu I(\nu) d\nu = \int \omega_{изл} I(\omega_{изл}) d\omega_{изл} - \omega \int I(\nu) d\nu = \left(\frac{dE}{dt} \right)_{\omega_{изл}} - \left(\frac{dE}{dt} \right)_{\omega_{изл}}, \quad (22b)$$

где $\left(\frac{dE}{dt} \right)_{\omega_{изл}}$ — энергия, излучаемая системой в единицу

времени, а второй член

$$\left(\frac{d\epsilon}{dt}\right)_{\text{ном}} = \omega \int I(\nu) d\nu = \omega \overline{\delta \rho_{gg}(t)} = 2\omega \text{Im } \overline{V\rho} \quad (22\text{в})$$

представляет собой энергию, поглощаемую частицей в единицу времени из внешнего поля. При его преобразовании мы воспользовались начальным условием и уравнением Блоха (19). Таким образом, (18) выражает закон сохранения энергии

$$\left(\frac{d\epsilon}{dt}\right)_{\text{ном}} = \left(\frac{d\epsilon}{dt}\right)_{\text{изл}} + \nu \overline{f}, \quad (23\text{а})$$

либо, что эквивалентно, связывает работу силы трения с асимметрией спектра

$$-\nu \overline{f} = \int \nu I(\nu) d\nu. \quad (23\text{б})$$

Энергия, поглощенная атомом из поля, расходуется на излучение и изменение кинетической энергии атома.

3. Квазиклассическое решение

В этом разделе мы получили квазиклассическое решение уравнений (7) и (8), считая поле V_0 и расстройку Δ большими по сравнению с доплеровской частотой Ω и частотой спонтанных переходов γ :

$$V_0, \Delta \gg \Omega, \gamma. \quad (24)$$

Ограничимся случаем, когда отсутствуют переходы Ландау-Зинера. Такой случай реализуется, когда расстройка Δ превышает частоту ЛЗ перехода Δ_0 :

$$\Delta \gg \Delta_0 = \sqrt{V_0 \Omega}. \quad (25)$$

Параметры V_0/Δ и γ/Ω могут быть произвольными.

Метод нахождения квазиклассических решений для матрицы плотности с учетом переходов Ландау-Зинера был развит в работе [14]. Здесь мы его вкратце воспроизведем, поскольку будем этим же методом решать уравнения для корреляционной матрицы.

В работе [14, 19, 20] было показано, что без учета спонтанных переходов удобным базисом для описания состояния атома являются адиабатические решения уравнения Шредингера с гамильтонианом \hat{H} (7) :

$$\psi_1 = \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix}, \quad \psi_2 = \begin{pmatrix} u^* \\ -v^* \end{pmatrix},$$

$$u(t) = \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2\varepsilon(t)} \right)^{1/2} \exp(-i \frac{\Delta}{2} \int_0^t \varepsilon dt'), \quad (26)$$

$$v(t) = -\operatorname{sgn} \left(\frac{V(t)}{\Delta} \right) \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{2\varepsilon(t)} \right)^{1/2} \exp(+i \frac{\Delta}{2} \int_0^t \varepsilon dt'), \quad \varepsilon(t) = \left(1 + \left(\frac{2V(t)}{\Delta} \right)^2 \right)^{1/2}.$$

Состояния ψ_1 и ψ_2 отвечают движению атома в потенциалах $\pm U(x) = \pm \Delta \varepsilon(x)/2$ и при выключении поля переходят в основное и возбужденное состояния. Для нашего случая (25) эти решения будут справедливы при любых значениях t .

Перейдем в базис адиабатических состояний с помощью унитарного преобразования $\rho(t) = S_A(t) \rho_A(t) S_A^+(t)$,

$$S_A(t) = \begin{pmatrix} u^* & v \\ -v^* & u \end{pmatrix}, \quad (27)$$

$$\frac{d\rho_A}{dt} = -S_A^+ (\hat{H} \rho) S_A, \quad \rho_A = \begin{pmatrix} \rho_{22} & \rho_{21} \\ \rho_{12} & \rho_{11} \end{pmatrix}.$$

Для разности заселенностей уровней $A = \rho_{11} - \rho_{22}$ и когерентности $B = \rho_{21}$ адиабатических состояний получаем уравнения

$$\frac{dA}{dt} = -\frac{\gamma}{2} \left(1 + \frac{1}{\varepsilon^2} \right) A + \frac{\gamma}{\varepsilon} + \frac{\gamma}{\varepsilon^2} \left(-\frac{V}{\Delta} \right) (B e^{i\Delta \int_0^t \varepsilon dt'} + \text{к.с.}), \quad (28)$$

$$\frac{dB}{dt} = -\frac{\gamma}{4} \left(3 - \frac{1}{\varepsilon^2} \right) B + \frac{\gamma \sqrt{\varepsilon^2 - 1}}{2\varepsilon} e^{-i\Delta \int_0^t \varepsilon dt'}$$

$$- B^* \frac{(\varepsilon^2 - 1)}{4\varepsilon^2} e^{-2i\Delta \int_0^t \varepsilon dt'} - A \frac{\sqrt{\varepsilon^2 - 1}}{4\varepsilon} e^{-i\Delta \int_0^t \varepsilon dt'}. \quad (29)$$

В уравнениях (28) и (29) для функций A и B можно пренебречь быстро осциллирующими членами, поскольку они приводят к поправкам $\sim \gamma/\Delta\varepsilon \ll 1$, после чего эти уравнения становятся независимыми.

Общее решение этих уравнений имеет вид

$$\begin{aligned}
 A(t) &= A_0 e^{-\mu_1(t)} + G(t), \quad \mu_1(t) = \frac{\gamma}{2} \int_0^t dt' \left(1 + \frac{1}{\varepsilon^2}\right), \\
 G(t) &= \gamma \int_0^t \frac{dt'}{\varepsilon(t-t')} \exp(\mu_1(t') - \mu_1(t)), \\
 B(t) &= B_0 e^{-\mu_2(t)}, \quad \mu_2(t) = \frac{\gamma}{4} \int_0^t \left(3 - \frac{1}{\varepsilon^2}\right) dt'.
 \end{aligned} \quad (30)$$

Коэффициенты A_0 и B_0 определяются из условия периодичности

$$\rho(t + 2\pi/\Omega) = \rho(t) \quad \text{или} \quad \rho(t + \pi/\Omega) = \sigma_3 \rho(t) \sigma_3.$$

В интересующей нас области больших расстройек (25) выражения (30) для функции $A(t)$ можно представить в виде [14]

$$A(t) = \frac{\gamma}{1 - e^{-\mu_1}} \int_0^{\pi/\Omega} \frac{d\tau}{\varepsilon(t-\tau)} \exp\left\{-\frac{\gamma}{2} \int_0^{\tau} dt' \left[1 + \frac{1}{\varepsilon^2(t-t')}\right]\right\}, \quad (31)$$

$$\text{а } B(t) \equiv 0, \quad \mu_1 = \mu_1(\pi/\Omega).$$

Окончательно для матрицы плотности имеем единственное периодическое решение, не зависящее от начальных условий:

$$\rho(t) = S_A(t) \begin{pmatrix} \frac{1-A}{2} & 0 \\ 0 & \frac{1+A}{2} \end{pmatrix} S_A^+(t). \quad (32)$$

Поскольку, как уже отмечалось, уравнение для корреляционной матрицы фактически совпадает с уравнением для матрицы плотности, и неприводимая часть $\tilde{\Phi}(t', t)$ корреляционной матрицы удовлетворяет однородному уравнению типа (8) с начальным условием (12) и (13), то переходя к адиабатическому базису

$$\tilde{\Phi}(t', t) = S_A(t) \tilde{\Phi}_A(t', t) S_A^+(t), \quad \tilde{\Phi}_A(t', t) = \begin{pmatrix} \tilde{\Phi}_{22} & \tilde{\Phi}_{21} \\ \tilde{\Phi}_{12} & \tilde{\Phi}_{11} \end{pmatrix}, \quad (33)$$

$$\tilde{\Phi}_{22}(t', t) + \tilde{\Phi}_{11}(t', t) = 0$$

и пренебрегая осциллирующими членами, получаем:

$$\frac{d\tilde{\Phi}_{22}(t', t)}{dt} = -\frac{\gamma}{2} \left(1 + \frac{1}{\varepsilon^2(t)}\right) \tilde{\Phi}_{22}(t', t), \quad (34)$$

$$\frac{d\tilde{\Phi}_{21}(t', t)}{dt} = -\frac{\gamma}{4} \left(3 - \frac{1}{\varepsilon^2(t)}\right) \tilde{\Phi}_{21}(t', t).$$

Система (34) отличается от (29) отсутствием неоднородного члена. Решение этих уравнений при $t > t'$ имеет вид

$$\mathfrak{G}_{21}(t', t) = -\mathfrak{G}_{11}(t', t) = \varphi(t') \exp[-\mu_1(t) + \mu_1(t')],$$

$$\left. \begin{aligned} \mathfrak{G}_{21}(t', t) \\ \mathfrak{G}_{12}(t', t) \end{aligned} \right\} = \left. \begin{aligned} \chi(t') \\ \bar{\chi}(t') \end{aligned} \right\} \exp[-\mu_2(t) + \mu_2(t')].$$

Функции $\mu_{1,2}(t)$ определены формулами (30), а для $\varphi(t')$, $\chi(t')$ и $\bar{\chi}(t')$ из начального условия (12) для $\mathfrak{G}(t', t)$ получаем:

$$\begin{aligned} \chi(t') &= \left(1 + \frac{1}{\varepsilon(t')}\right) \frac{1 - A(t')}{4} \exp(-i \int_0^{t'} \varepsilon dt''), \\ \bar{\chi}(t') &= -\left(1 - \frac{1}{\varepsilon(t')}\right) \frac{1 + A(t')}{4} \exp(i \int_0^{t'} \varepsilon dt''), \\ \varphi(t') &= -\frac{1}{2} \frac{V(t')}{\Delta \varepsilon(t')} (1 - A^2(t')). \end{aligned} \quad (36)$$

Окончательное выражение для элемента $R_{ba}(t', t)$ записываем, используя формулы (II), (32), (33), (36). При этом величину $R_{ba}(t, t+\tau)$ ($\tau > 0$) удобно представить в виде суммы трех слагаемых:

$$R_{ba} = R_{ba}^{(0)} + R_{ba}^{(+)} + R_{ba}^{(-)}, \quad (37a)$$

$$\begin{aligned} R_{ba}^{(0)}(t, t+\tau) &= \frac{V(t)V(t+\tau)}{\Delta^2 \varepsilon(t)\varepsilon(t+\tau)} \left\{ A(t)A(t+\tau) + \right. \\ &\quad \left. + [1 - A^2(t')] \exp\left[-\frac{\chi}{2} \int_0^{\tau} dt' \left(1 + \frac{1}{\varepsilon^2(t+t')}\right)\right] \right\}, \end{aligned} \quad (37b)$$

$$\begin{aligned} R_{ba}^{(+)}(t, t+\tau) &= \frac{1+A(t)}{2} |v(t)|^2 |v(t+\tau)|^2 \\ &\quad \times \exp\left(-i\Delta \int_0^{\tau} \varepsilon(t+t') dt' - \frac{\chi}{4} \int_0^{\tau} \left(3 - \frac{1}{\varepsilon^2(t+t')}\right) dt'\right), \end{aligned} \quad (37c)$$

$$\begin{aligned} R_{ba}^{(-)}(t, t+\tau) &= \frac{1-A(t)}{2} |u(t)|^2 |u(t+\tau)|^2 \\ &\quad \times \exp\left(i\Delta \int_0^{\tau} \varepsilon(t+t') dt' - \frac{\chi}{4} \int_0^{\tau} \left(3 - \frac{1}{\varepsilon^2(t+t')}\right) dt'\right). \end{aligned} \quad (37d)$$

Формулы (37) и (16) дают общее решение задачи о спектре резонансной флуоресценции атома в поле стоячей волны в отсутствие переходов ЛЗ (25). Из-за периодической зависимости $V(t)$, $\mathcal{E}(t)$ и $A(t)$ от времени с частотой $\Omega = kv$ спектр (16) будет содержать гармоники, кратные доплеровской частоте. Величина $R_{ba}^{(0)}$ дает несмещенную компоненту $I^{(0)}(\nu) = I_K^{(0)}(\nu) + I_{HK}^{(0)}(\nu)$ спектра флуоресценции. Когда мы говорим о несмещенной компоненте, это следует понимать в том смысле, что доплеровская структура, содержащаяся в $I^{(0)}(\nu)$ локализована около частоты внешнего поля, принятой за точку отсчета.

Первое слагаемое в фигурной скобке (37б) описывает когерентную часть спектра $I_K^{(0)}(\nu)$, а второе слагаемое дает некогерентную (уширенную) компоненту излучения $I_{HK}^{(0)}(\nu)$.

Величины $R_{ba}^{(+)}$ и $R_{ba}^{(-)}$ дают некогерентные компоненты спектра $I_{HK}^{(\pm)}(\nu)$. Эти компоненты смещены на рабиерскую частоту $\pm \Delta E$ и имеют возле этих частот доплеровскую структуру. Для положительных расстроек $R_{ba}^{(+)}$ ($R_{ba}^{(-)}$) отвечают частотам, которые больше (меньше) частоты внешнего поля. Выражения для $R_{ba}^{(\pm)}$ имеют простую физическую интерпретацию, вытекающую из их явного вида.

Смещенные компоненты в спектре излучения связаны со спонтанными переходами между адиабатическими состояниями ψ_1 и ψ_2 (28). Поэтому, например, $R_{ba}^{(+)}$ пропорциональна вероятности $f_{11} = \frac{1+A}{2}$ заселения состояния ψ_1 , а множители $1/v(t)^2$ и $1/v(t+\tau)^2$ представляют собой вероятности, с которыми в ψ_1 представлено возбужденное состояние, а в ψ_2 — основное. Таким образом, асимметрия между $R_{ba}^{(+)}$ и $R_{ba}^{(-)}$ связана с различной временной (пространственной) локализацией спонтанных переходов между адиабатическими состояниями.

Например, в слабом поле ($V_0 \ll \Delta$) спонтанные переходы из ψ_1 в ψ_2 происходят в основном вблизи пучности поля, а из ψ_2 в ψ_1 приблизительно равномерно на всем периоде поля.

Отметим, что квазиклассические решения (37) позволяют с помощью формул (16) и (23) получить выражение для силы радиационного трения [14] без непосредственного вычисления спектра.

Подстановка (37) в (16) дает

$$\int v I(v) dv = -v \bar{f} = \frac{\Delta \gamma}{4} \left[\frac{(1-\epsilon)^2}{\epsilon} - (1-A) \frac{1+\epsilon^2}{\epsilon} \right]. \quad (38)$$

Чтобы получить выражение для силы в слабом поле, нужно коррелятор (37) разложить по степеням V_0/Δ и при усреднении проинтегрировать второе слагаемое по частям. В результате получаем:

$$\bar{f} = -\frac{1}{v} \gamma \Omega^2 \frac{V_0^6}{\Delta^5} \frac{1}{\gamma^2 + 4\Omega^2}.$$

В сильном поле $V_0 \gtrsim \Delta$ явный вид для силы можно получить в предельных случаях $\delta/\Omega > 1$ и $\delta/\Omega < 1$.

В пределе $\delta/\Omega > 1$ разлагаем $A(t)$ по степеням $1/\gamma$ до членов $\sim 1/\gamma^2$ включительно. Для этого нужно дважды выполнить интегрирование по частям в выражении для $A(t)$. Тогда из (38) имеем:

$$\bar{f} = -\frac{2v\Delta}{\gamma} \frac{\epsilon^2(\epsilon^2-1)}{(1+\epsilon^2)^3} \left(\frac{d\epsilon}{dx}\right)^2.$$

В обратном предельном случае $\delta/\Omega < 1$ необходимо разложить экспоненциальный множитель в функции $A(t)$ по степеням δ/Ω , причем достаточно удержать первый член разложения. В результате из (38) следует:

$$\bar{f} = -C_N \delta^4 / 2v,$$

$$C_N = \frac{4}{\pi^2} \frac{K(\text{sin} \alpha) [E(\text{sin} \alpha) + \cos^2 \alpha K(\text{sin} \alpha)] - 1}{1 + \cos \alpha},$$

$$\text{sin} \alpha = \left[1 + \left(\frac{\Delta}{2V_0} \right)^2 \right]^{-1/2}.$$

4. Спектр резонансной флуоресценции

Вычисление явного вида спектра с помощью решений (37) для произвольного соотношения параметров V_0 , Δ , γ и Ω довольно сложно и громоздко. Здесь мы ограничимся областью достаточно

$$\sqrt{\Delta\gamma} < V_0 < \Delta. \quad (39)$$

Эта область важна потому, что именно при таких интенсивностях максимально проявляются гистерезисные явления в двухуровневой системе. В этом случае модуляция штарковского сдвига V_0^2/Δ больше ширины уровня γ , и атом испытывает сильные вынужденные переходы. В этой области запаздывающая градиентная сила, действующая на атом, играет основную роль и заметно превосходит силу спонтанного светового давления.

Для вычисления несмещенной компоненты спектра $I^{(0)}(\nu) = I_K^{(0)}(\nu) + I_{HK}^{(0)}(\nu)$ разлагаем выражение (37б) по степеням (V_0/Δ) и подставляем в определение спектра (16). После несложных вычислений получаем:

$$I_K^{(0)}(\nu) = \frac{\gamma}{4} \left(\frac{V_0}{\Delta}\right)^2 (\delta(\nu+\Omega) + \delta(\nu-\Omega)),$$

$$I_{HK}^{(0)}(\nu) = \frac{\gamma}{2\pi} \frac{\gamma}{4} \left(\frac{V_0}{\Delta}\right)^6 \left\{ \left(3 + \frac{\gamma^2}{\gamma^2 + (2\Omega)^2}\right) \left[\frac{1}{(\nu+\Omega)^2 + \gamma^2} + \frac{1}{(\nu-\Omega)^2 + \gamma^2} \right] - \frac{2\Omega}{\gamma^2 + (2\Omega)^2} \left[\frac{1}{(\nu+\Omega)^2 + \gamma^2} - \frac{1}{(\nu-\Omega)^2 + \gamma^2} \right] \right\}. \quad (40)$$

В формуле (40) выписаны первые исчезающие члены когерентной $I_K^{(0)}(\nu)$ и некогерентной $I_{HK}^{(0)}(\nu)$ компонент спектра. В слабом поле (в силу правой части неравенства (39)) когерентная компонента появляется во втором порядке по интенсивности поля и представляет собой два симметричных δ -функциональных пика, сдвинутых на величину $\pm \Omega$ относительно начала отсчета. Некогерентная компонента появляется в шестом порядке и имеет вид двух уширенных пиков, также сдвинутых на величину $\pm \Omega$. Ширина пиков $\sim \gamma$.

При расчете смещенных компонент спектра $I_{HK}^{(\pm)}(\nu)$ нам нужно будет использовать левую часть неравенства (49). В силу этого при разложении показателя экспоненты $i\Delta \int_0^{\tau} \epsilon(t+t') dt' - \frac{\gamma}{4} \int_0^{\tau} (3 - 1/\epsilon^2(t+t')) dt'$ по степеням V_0/Δ не нужно удерживать квадратичные поправки во втором интеграле. В предэкспоненциальных множителях удерживаем первые исчезающие члены, пропорциональные $(V_0/\Delta)^4$. Тогда выражения (37в,г) принимают вид

$$R_{ba}^{(+)}(t, t+\tau) = \frac{1}{4} \left(\frac{V_0}{\Delta}\right)^4 (\cos \Omega \tau - \cos 2\Omega t) \exp(-i\bar{\Omega}\tau + iZ \sin \Omega \tau - \frac{\delta\tau}{2}),$$

$$R_{ba}^{(-)}(t, t+\tau) = \delta \left(\frac{V_0}{\Delta}\right)^4 \int_0^{\infty} dt' e^{-\gamma t'} \sin^2 \Omega(t - \frac{\tau}{2} - t') e^{(i\bar{\Omega}\tau - iZ \sin \Omega \tau - \delta\tau/2)}, \quad (41)$$

$$Z = \frac{V_0^2}{\Delta \Omega} \cos 2\Omega t, \quad \bar{\Omega} = \Delta \bar{\epsilon} = \Delta \left(1 + \left(\frac{V_0}{\Delta}\right)^2\right).$$

Далее используем стандартное разложение $\sum_s e^{\pm i s \varphi} J_s(z) = e^{\pm i z \sin \varphi}$, где $J_s(z)$ - функция Бесселя индекса s от аргумента z , и затем усредняем по времени t на периоде $2\pi/\Omega$. Подставляем полученные выражения в формулу (16) и получаем спектр

$$I^{(+)}(\nu) = \frac{\delta}{2\pi} \frac{1}{4} \left(\frac{V_0}{\Delta}\right)^4 \sum_s \frac{\delta}{(\nu - \bar{\Omega} + 2s\Omega)^2 + \frac{\delta^2}{4}} J_s^2(a) \left(\frac{s-a}{s}\right)^2,$$

$$I^{(-)}(\nu) = \frac{\delta}{2\pi} \left(\frac{V_0}{\Delta}\right)^4 \sum_s \frac{\delta}{(\nu + \bar{\Omega} - 2s\Omega)^2 + \frac{\delta^2}{4}} A_s(\nu),$$

$$A_s(\nu) = \frac{3}{8} J_s^2 + \frac{1}{16(\gamma^2 + (4\Omega)^2)} \left[\gamma J_s^2 (J_{s+2} + J_{s-2}) - 8\Omega(\nu + \bar{\Omega} - 2s\Omega) \times \right. \quad (42)$$

$$\left. \times J_s (J_{s+2} - J_{s-2}) \right] - \frac{J_s}{4(\gamma^2 + (2\Omega)^2)} \left[(J_{s+1} - J_{s-1}) \gamma^2 - 4\Omega(\nu + \bar{\Omega} - 2s\Omega) (J_{s+1} - J_{s-1}) \right],$$

$$J_s \equiv J_s(a), \quad a = V_0^2 / 2\Delta\Omega.$$

Формулы (40) и (42) описывают спектр резонансной флуоресценции в квазиклассическом приближении в поле стоячей световой волны. Как уже отмечалось выше, смещенные компоненты образуют набор лоренцевских пиков шириной $\delta/2$ и смещенных друг относительно друга на доплеровскую частоту Ω . Амплитуды пиков (т.е. их высоты в точках максимумов) являются функцией параметров задачи V_0, Δ, γ и Ω .

Выражения (42) описывают спектр при любых значениях параметра δ/Ω , но для качественного описания спектра ими удобно

пользоваться в предельном случае $\delta/\Omega \ll 1$. Тогда спектр можно трактовать как набор отдельных узких (шириной γ) неперекрывающихся пиков с огибающей, зависящей от Δ , V_0 и Ω . Ширина огибающей имеет "полевой" масштаб V_0^2/Δ и превышает естественную ширину γ . На рисунке I качественно изображена правая компонента спектра в этом предельном случае.

В обратном предельном случае $\delta/\Omega \ll 1$ расстояние между пиками меньше их ширины, имеет место сильное перекрытие пиков. Вклад в спектр в каждой точке ν дают несколько слагаемых. Необходимо эффективно суммировать выражения (42), используя интегральное представление для функции Бесселя и заменяя сумму интегралом. Здесь мы продемонстрируем другой способ, эквивалентный эффективному суммированию. Выражения (41) усредняем по времени t , пользуясь интегральным представлением для функции Бесселя. Тогда из (41) получаем:

$$\begin{aligned}
 R_{\text{св}}^{(+)}(\tau) &= \frac{1}{4} \left(\frac{V_0}{\Delta}\right)^4 \left[\left(1 + \frac{\cos \Omega \tau}{2}\right) J_0(\xi) - \frac{1}{2} J_2(\xi) - 2i \cos \Omega \tau J_1(\xi) \right] \exp(-i\Omega \tau - \delta \tau/2), \\
 R_{\text{св}}^{(-)}(\tau) &= \gamma \left(\frac{V_0}{\Delta}\right)^4 \int dt e^{-\delta t/2} \frac{1}{\gamma} \left[3J_0(\xi) - \cos 4\Omega \left(t + \frac{\tau}{2}\right) J_2(\xi) + \right. \\
 &\quad \left. + 4i \cos 2\Omega \left(t + \frac{\tau}{2}\right) \right] \exp(i\Omega t - \delta \tau/2), \\
 (\xi &= \frac{V_0^2}{\Delta \Omega} \sin \Omega \tau)
 \end{aligned} \tag{43}$$

При разложении выражений (43) в интеграл Фурье существенный вклад дает область $\tau \lesssim 1/\gamma$. Это следует из наличия затухающего множителя $\exp(-\delta \tau/2)$. Поэтому в силу $\delta/\Omega \ll 1$ заменяем в (43) $\sin \Omega \tau \approx \Omega \tau$; $\cos \Omega \tau, \cos 2\Omega \tau = 1$. Затем используем формулу интегрирования [23]

$$\int_0^{\infty} dt e^{-\alpha t} J_\nu(\beta t) = \frac{\beta^{-\nu}}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} [\sqrt{\alpha^2 + \beta^2} - \alpha]^\nu,$$

и для правой компоненты спектра $I_{\text{нк}}^{(+)}(\nu)$ имеем

$$\begin{aligned}
 I_{\text{нк}}^{(+)}(\nu) &= \frac{\gamma}{2\pi} \left(\frac{V_0}{\Delta}\right)^4 \operatorname{Re} \left\{ \frac{a}{\delta^{1/2}} + \frac{(1 + i a/\delta)^2}{\sqrt{a^2 + \delta^2}} \right\}, \\
 a &= \frac{\gamma}{2} - i(\nu - 1/2), \quad \delta = V_0^2/\Delta.
 \end{aligned} \tag{44}$$

Выражение для левой компоненты $I_{HK}^{(-)}(\nu)$ получается из (44) заменой знака расстройки $\Delta \rightarrow -\Delta$.

Смещенные компоненты спектра симметричны относительно начала отсчета. На рисунке 2 представлено поведение правой компоненты $I_{HK}^{(+)}(\nu)$ при различных значениях параметров задачи. Отметим, что в выражение (44) не входит скорость атома. Ширина пика порядка V_0^2/Δ и превышает естественную ширину γ . Этот факт связан со следующим обстоятельством. В выражении (41) для $R_{\alpha\alpha}^{(+)}(t, t-\tau)$ линеаризуем выражение по τ и разложим в интеграл Фурье, оставив зависимость от времени t . Получим:

$$I_{HK}^{(+)}(\nu, t) = \frac{I}{2\pi} \left(\frac{V_0}{\Delta} \sin \Omega t \right)^4 \frac{\gamma}{(\nu - \Omega + \frac{V_0^2}{\Delta} \cos 2\Omega t)^2 + \gamma^2/4}. \quad (45)$$

Выражение (45) есть обычный лоренцевский контур с амплитудой и положением, зависящими от времени t . Ширина пика $\sim \gamma/2$. Усреднение по времени приводит к выражению (44) и дает пик шириной $\sim V_0^2/\Delta$. Характерное время изменения спектра (45) $1/\Omega$ и значительно превышает другие времена задачи ($1/\Delta, 1/V_0$), поэтому, в принципе, возможно экспериментально определить временную зависимость спектра флуоресценции. Подобные вопросы обсуждались, например, в работах [24, 25].

Обсудим полученные результаты и их соответствие силе радиационного трения [14, 21, 22]:

$$\bar{f} = \kappa V_0^2 \Delta \frac{\kappa \Omega}{\Delta^4} \left(1 - \frac{\gamma^2 - 4\Omega^2}{\Delta^2} - \frac{2V_0^2}{\Delta^2} - \frac{V_0^4}{\Delta^2(\gamma^2 - 4\Omega^2)} \right). \quad (46)$$

В слабом поле $V_0 < \sqrt{\Delta\gamma}$ в низшем порядке по интенсивности внешнего поля ($\sim V_0^4$) компонента $I_{HK}^{(+)}(\nu)$ содержит три уширенных пика $[(\nu - \Delta)^2 + \gamma^2/4]^{-1}$ и $[(\nu - \Delta \pm 2\Omega)^2 + \gamma^2/4]^{-1}$, а $I_{HK}^{(-)}$ — только один пик $[(\nu + \Delta)^2 + \gamma^2/4]^{-1}$. Физическая причина этого явления довольно проста. Как мы отмечали при обсуждении квазиклассических решений для корреляционной матрицы, компонента $I_{HK}^{(+)}(\nu)$ связана с переходом из адиабатического состояния ψ_1 в состояние ψ_2 . Она пропорциональна произведению вероятностей перехода в состоянии ψ_1 возбужденного состояния атома, а в состоянии ψ_2 — основного. В слабом поле переходы из ψ_1 в ψ_2 пропорциональны локальной амплитуде поле и происходят, в основном, в областях пучностей поля. Период модуляций потенциала $U = \pm \frac{\Delta}{2} \varepsilon(x)$,

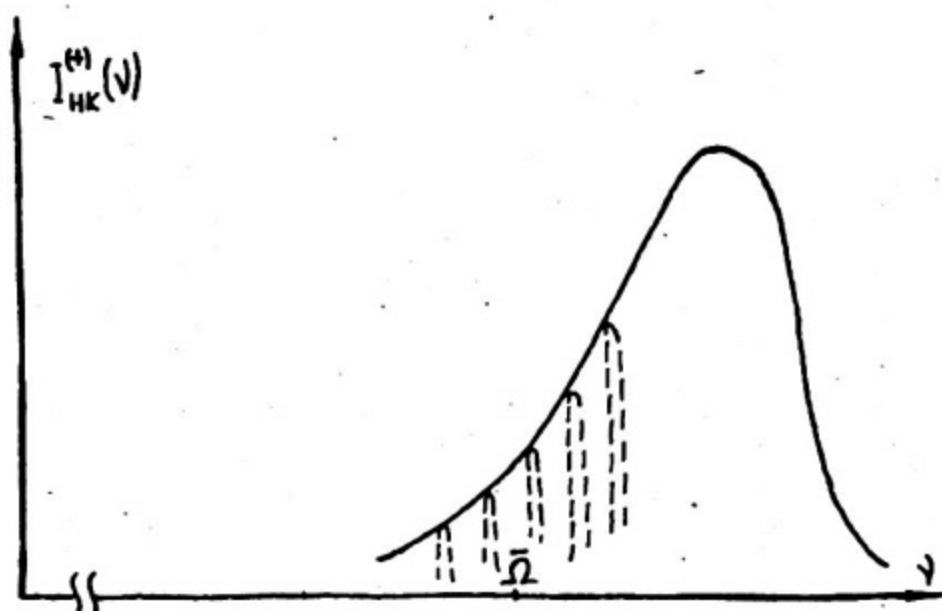


Рис. 1 Качественное поведение огибающей правого крыла спектра $I_{HK}^{(+)}(\nu)$ в предельном случае $\nu/\Omega \ll 1$

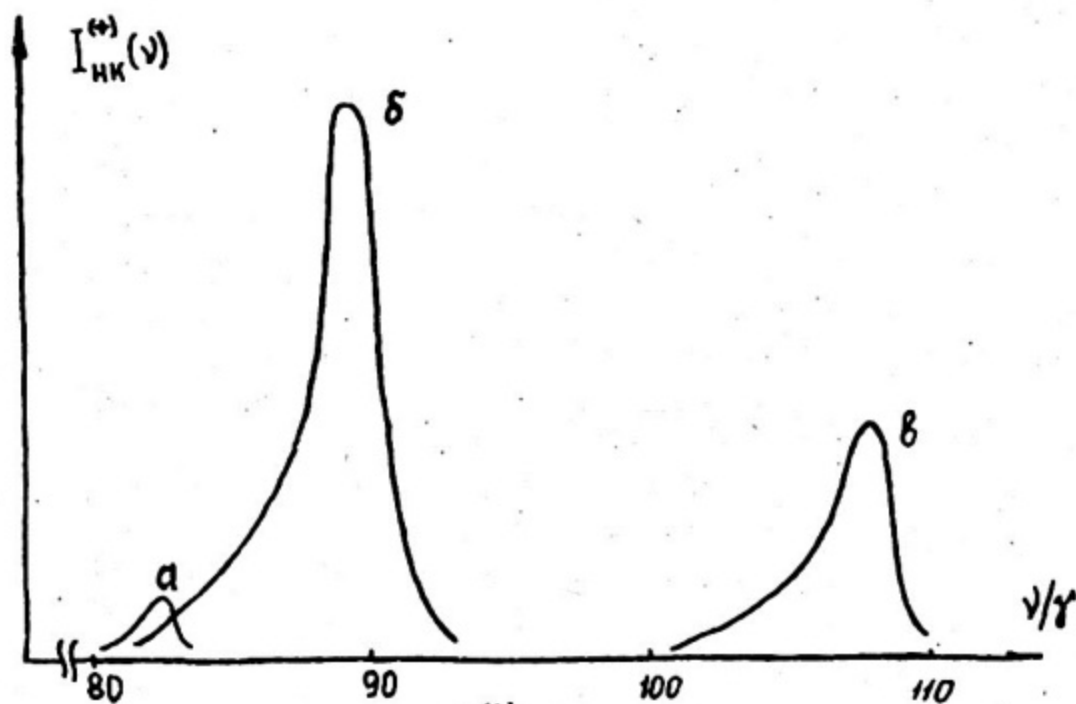


Рис. 2 Правая компонента $I_{HK}^{(+)}(\nu)$ спектра в предельном случае $\nu/\Omega \gg 1$: а) $\Delta/\gamma = 80$, $V_0/\gamma = 10$, б) $\Delta/\gamma = 80$, $V_0/\gamma = 20$, в) $\Delta/\gamma = 100$, $V_0/\gamma = 20$

а значит, и локальных возбуждений атома с последующим переходом: $\psi_1 \rightarrow \psi_2$, равен 2Ω . Поэтому в правом крыле спектра есть три пика, один из которых имеет максимум при рабиевской частоте, а два других смещены на $\pm 2\Omega$. Переход их состояния ψ_2 в ψ_1 , описываемый компонентой $I_{HK}^{(-)}(\nu)$, в слабом поле главным образом определяется гистерезисной функцией $A(t)$ и происходит примерно равномерно на всем периоде поля, и левая компонента $I_{HK}^{(+)}(\nu)$ имеет только один пик.

Суммарные вероятности $\int d\nu I_{HK}^{(\pm)}(\nu)$ и интенсивности $\int \nu I_{HK}^{(\pm)}(\nu) d\nu$ оказываются одинаковыми.

При увеличении интенсивности поля ($V_0 > \sqrt{\Delta\gamma}$) увеличивается количество пиков в правой и левой частях спектра, проявляется асимметрия интенсивностей правой и левой компонент. Эта асимметрия в соответствии с (23б) описывает последнее слагаемое ($\sim V_0^6$) в выражении (46). Факт, что спектр (42) не дает предыдущих членов в силе, связан с пренебрежением в адиабатических решениях для корреляционной матрицы малыми $\sim \frac{\Omega}{\Delta}$, $\frac{\gamma}{\Delta} \ll 1$ поправками.

Несмещенная компонента $I^{(0)}(\nu)$ в первых порядках ($\sim V_0^2$ и $\sim V_0^4$) по интенсивности поля имеет только когерентную часть, имеющую два симметрично расположенных пика $I_K^{(0)}(\nu) \sim \delta(\nu \pm \Omega)$.

Учет поправок, который можно сделать, решая уравнения для ρ -матрицы и R -матрицы по теории возмущений разложением по полю, приводит к небольшой асимметрии в амплитудах когерентной и некогерентной компонент.

Например, для $I_K^{(0)}(\nu)$ имеем:

$$I_K^{(0)}(\nu) = \frac{\gamma}{4} V_0^2 \left\{ \frac{\delta(\nu + \Omega)}{(\Delta - \Omega)^2 + \gamma^2/4} + \frac{\delta(\nu - \Omega)}{(\Delta + \Omega)^2 + \gamma^2/4} \right\} \quad (47)$$

В следующем по полю порядке ($\sim V_0^4$) также не представляет сложности получить поправки к амплитудам δ -функциональных и уширенных пиков. С учетом этих поправок величина $\int \nu I_K^{(0)}(\nu) d\nu$ в соответствии с общими соотношениями (5) дает компоненту силы \bar{f} , связанную с разностью сил спонтанного светового давления для двух встречных волн [21, 22] (первые два слагаемых в (46)). Вклад в третье слагаемое в (46), пропорциональное V_0^4 , дают поправки к смещенным и несмещенным компонентам $I_{K, HK}^{(0, \pm)}(\nu)$, но основным вкладом, определяющим знак этого члена, является вклад от когерентной компоненты.

Заключение

В настоящей работе мы изучили явление резонансной флуоресценции в поле стоячей световой волны. В общем виде из уравнений для матрицы плотности и корреляционной матрицы получена связь спектра резонансной флуоресценции атома со средней по периоду силой трения. Найдено квазиклассическое решение для корреляционной матрицы в условиях сильного гистерезиса в двухуровневой системе. Вычислен в явном виде спектр резонансной флуоресценции атома и исследованы различные предельные случаи. Спектр имеет когерентную и некогерентную несмещенные компоненты, локализованные в окрестности частоты внешнего поля, и некогерентные уширенные компоненты, смещенные на рабиевские частоты $\pm \Delta \bar{\epsilon}$, причем асимметрия интенсивностей спектра пропорциональна силе трения. Из исследований, посвященных силе радиационного трения, известно, что наиболее сложное поведение эта сила имеет при наличии переходов Ландау-Зинера, хотя наибольшего по абсолютной величине значения она достигает в рассмотренной здесь нами области интенсивностей поля.

Спектр резонансной флуоресценции при наличии переходов Ландау-Зинера также будет иметь характерные особенности, одной из которых и весьма важной является возникновение когерентных смещенных компонент. В последующих работах мы обсудим спектр резонансной флуоресценции при наличии переходов Ландау-Зинера.

Список литературы

1. Казанцев А.П. Ускорение атомов светом. — *ЖЭТФ*, 1974, т. 66, №5, с. 1599-1612.
2. Mandel L. Distribution of atomic momentum in resonance fluorescence. — *J. Optics (Paris)*, 1979, v. 10, N2, p. 51-64.
3. Mandel L. Sub-Poissonian photon statistics in resonance fluorescence. — *Opt. Lett.*, 1979, v. 4., N7, p. 205-207.
4. Cook R.J. Photon statistics in resonance fluorescence from laser deflection of an atomic beam. — *Opt. Comm.*, 1980, v. 35, N. 3, p. 347-350.
5. Cook R.J. Photon number statistics in resonance fluorescence. — *Phys. Rev. A*, 1981, v. 23, N3, p. 1243-1250.
6. Stenholm S. Distribution of photons and atomic momentum in resonance fluorescence. — *Phys. Rev. A*, 1983, v. 27, N5, p. 2513-2522.
7. Mollow B. Power-spectrum of light scattered by two-level systems. — *Phys. Rev.*, 1969, v. 188, N5, p. 1969-1975.
8. Kimble H.J., Mandel L. Theory of resonance fluorescence. — *Phys. Rev. A*, 1976, v. 13, N6, p. 2123-2144.
9. Гореславский С.П., Крайнов В.П. Спонтанное излучение двухуровневой системы в бихроматическом резонансном поле. — *Отп. и спектр.*, 1979, т. 47, №5, с. 825-832.
10. Кривичков В.К. Resonance fluorescence in a bichromatic field and photon correlation between spectral lines. — *Opt. Comm.*, 1985, v. 54, N1, p. 19-22.
11. Летохов В.С., Чеботаев В.П. Принципы нелинейной лазерной спектроскопии. — М.: Наука, 1975, с. 102.
12. Holt H.K. Saturated fluorescence in a standing-wave laser field. — *Phys. Rev. A*, 1984, v. 30, N5, p. 2495-2498.

13. Dalibard J., Cohen-Tannoudji C. Dressed atom approach to atomic motion in laser light: the dipole force revisited. - *J. Opt. Soc. Am., Ser. B.*, 1985, v. 2, N 11, p. 1777-1790.
14. Казанцев А. П., Чудесников Д. О., Яковлев В. П. Гистерезис в двухуровневой системе и сила трения в стоячей световой волне. - *ЖЭТФ*, 1986, т. 90, № 5, с. 1619-1634.
15. Кольченко А. П., Раутиан С. Г., Соколовский Р. И. Взаимодействие атома с сильным электрическим полем при учете эффекта отдачи. - *ЖЭТФ*, 1968, т. 55, № 11, с. 1864-1873.
16. Раутиан С. Г., Феоктистов А. А. Г Нелинейные интерференционные эффекты в спонтанном испускании с учетом столкновений. - *ЖЭТФ*, 1969, т. 56, № 1, с. 227-239.
17. Казанцев А. П. Излучение атома во внешнем электрическом поле. - *ЖЭТФ*, 1974, т. 66, № 4, с. 1229-1236.
18. Якубович Ю. Я., Старжинский В. М., Линейные дифференциальные уравнения с периодическими коэффициентами и их приложения. - М.: Наука, 1972, - 718 с.
19. Казанцев А. П., Сурдутович Г. И., Яковлев В. П. Дисперсия атома в световом поле. - *ЖЭТФ*, 1983, т. 85, № 3, с. 852-861.
20. Kazantsev A. P., Surdutevich G. I., Chudesnikov D. O. and Yakovlev V. P. Interference of the states of translational motion of an atom in a light field. - *J. Phys. B.*, 1985, v. 18, N 6, p. 2619-2639.
21. Летохов В. С., Миногин В. Г., Павлик Б. Д. Охлаждение и пленение атомов и молекул резонансным световым полем. - *ЖЭТФ*, 1977, т. 72, № 4, с. 1328-1341.
22. Stenholm S., Minogin V. G., Letokhov V. S. Resonant light pressure due to a strong standing wave. - *Opt. Comm.*, 1978, v. 25, N 1, p. 107-110.
23. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. - М.: ГИИИЛ, 1962. - II 00 с.
24. Ning Lu, Berman P. R., Bai Y. S., Golub J. E., Mossberg T. W. Time dependent spectrum of resonance fluorescence for atoms prepared in pure dressed states. - *Phys. Rev. A*, 1986, v. 34, N 1, p. 319-325.
25. Florjanczyk M., Rzaewski K., Zakrzewski T. Resonance scattering of a short laser pulse on a two-level system: time dependent approach. - *Phys. Rev. A*, 1985, v. 31, N 3, p. 1539-1562.

Содержание

Введение	3
1. Основные уравнения.....	4
2. Связь спектра флуоресценции с силой трения	7
3. Квазиклассическое решение	9
4. Спектр резонансной флуоресценции	14
Заключение	21
Список литературы	22

Владислав Михайлович Дубовик
Оганес Григорьевич Меликян
Дмитрий Олегович Чудесников
Валерий Петрович Яковлев

Спектр резонансной флуоресценции
и сила трения в стоячей световой волне

Рукопись поступила в издательский отдел 3.04.87.

Ответственный за выпуск В.М. Дубовик

Л.-77499 . Подписано в печать 19/V-87г. Формат 60x84 1/16
Объем 1,5 п.л. Уч.-изд.л. 1,5 Тираж 120 экз. Цена 10 коп.
Изд. № 026-87 Заказ 1654

Типография МИФИ, Каширское шоссе, д.31