

НЕМАРКОВСКАЯ СПОНТАННАЯ РЕЛАКСАЦИЯ В СИЛЬНЫХ СВЕТОВЫХ ПОЛЯХ

А.В. Виноградов, Э.Г. Пестов

Дано общее решение задач о насыщении резонансного перехода и резонансной флуоресценции в случае, когда вероятность ответственного за релаксацию спонтанного излучения в окрестности частоты перехода имеет резкий пик, как это имеет место, например, для атома в резонаторе.

Широко используемое в теории оптического резонанса предположение о постоянстве времен релаксации разности населенностей T_1 и поляризации T_2 оправдано при условии малости времен корреляции возмущений τ_c , вызывающих релаксацию. В сильном поле, когда период осциллирующей Раби сравним с τ_c , релаксационные члены в уравнениях Блоха становятся немарковскими, зависящими от поля интегралами столкновений, в которых происходит "перемешивание" различных компонент матрицы плотности. Немарковость фазовой релаксации учитывалась при расчете процессов одноквантового и двухквантового поглощения, комбинационного рассеяния, спектра резонансной флуоресценции и ряда других оптических явлений [1].

Настоящая работа посвящена исследованию влияния поля на спонтанную релаксацию. Обычно спонтанная релаксация учитывается введением одной постоянной $T_{\parallel} = T_1 = T_2/2$. Это основано на предположении, что плотность состояний термостата (в который происходит излучение) является достаточно гладкой функцией вблизи значения энергии перехода $E_2 - E_1$. Цель данного исследования состоит в изучении спонтанной релаксации в случае, когда плотность состояний термостата в окрестности $E_2 - E_1$ имеет особенность. Подобные задачи встречаются в физике твердого тела, когда релаксация обусловлена излучением фононов, а значение $E_2 - E_1$ близко к дебаевской частоте. Другой пример — спонтанное излучение фотонов атомом в резонатор.

Система обобщенных уравнений Блоха, в которой учитывается влияние поля на спонтанную релаксацию, получена в [2]. Для стационарного состояния она имеет вид:

$$i\mu(f_{21} - f_{12}) - 2Af_2 - B(f_{21} + f_{12}) = 0, \quad (1)$$

$$-i\delta f_{21} + i\mu(2f_2 - 1) - Cf_{21} - 2Bf_2 = 0. \quad (2)$$

Входящие в уравнения (1), (2) коэффициенты A , B , C выражаются через произвольную функцию $R(\nu)$ — полную вероятность спонтанного излучения на частоте ν :

$$\begin{aligned} A &= [8\mu^2 R(\Omega) + (\chi - \delta)^2 R(\Omega - \chi) + (\chi + \delta)^2 R(\Omega + \chi)] / 8\chi^2, \\ B &= \mu [-2\delta R(\Omega) + (\chi + \delta)R(\Omega + \chi) - (\chi - \delta)R(\Omega - \chi)] / 4\chi^2, \\ C &= [\delta^2 R(\Omega) + 2\mu^2 (R(\Omega + \chi) + R(\Omega - \chi))] / 8\chi^2. \end{aligned} \quad (3)$$

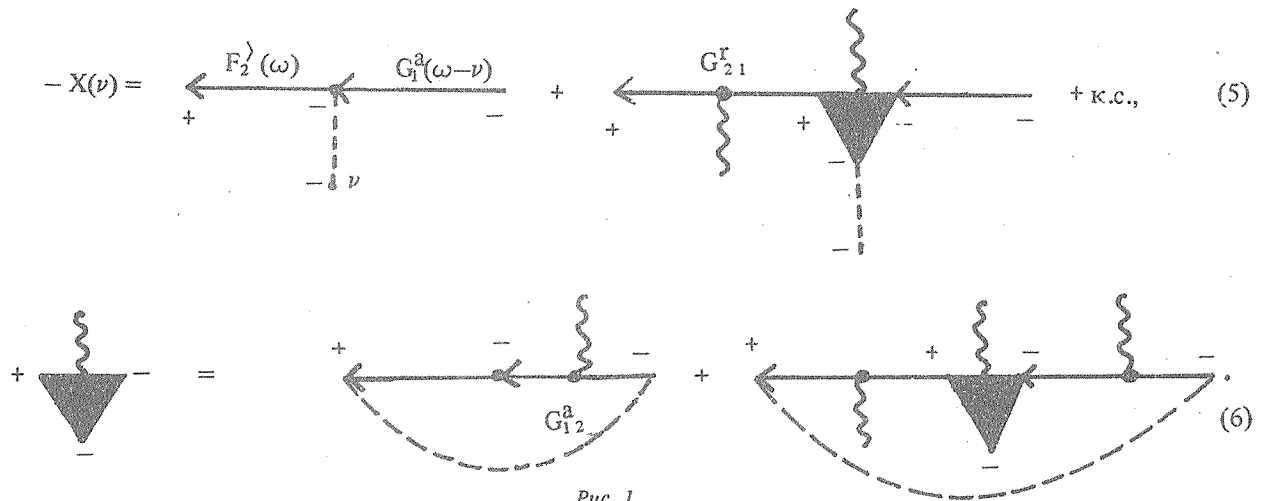
В (1) — (3) Ω — частота когерентного поля; 2μ — частота Раби; $\delta = E_2 - E_1 - \Omega$; $\hbar = 1$; $\chi = (\delta^2 + 4\mu^2)^{1/2}$. Формулы (3) справедливы при условии малости изменения функции $R(\nu)$ в масштабе порядка $T_1^{-1}/3$. Например, в случае спонтанного излучения в резонатор функцию R можно взять в виде $R(\nu) = \gamma_f + \gamma_c [1 + \tau_c^2 (\nu - \nu_c)^2]^{-1} / 4$, где константа γ_f соответствует вкладу спонтанного излучения в свободное пространство, ν_c — частота моды резонатора. Тогда условие применимости формул (3) имеет вид $(\gamma_f + \gamma_c) \tau_c \ll 1$. В марковском пределе $\chi \tau_c \ll 1$ будет $R(\Omega) = R(\Omega \pm \chi)$, и уравнения (1), (2) переходят в обычные уравнения Блоха. Противоположный предельный случай, описываемый уравнениями (1) — (3), соответст-

вует сильному изменению функции R в масштабе $\chi \gg T_1^{-1}$. Если функция R такова, что переходит к марковскому пределу при $\chi\tau_c < 1$ происходит раньше, чем оказывается нарушенным условие $\chi T_1 \gg 1$, то уравнения (1) – (3) можно считать справедливыми при произвольных значениях μ и δ .

Приступая к расчету спектра резонансной флуоресценции заметим, что используемое обычно его определение через фурье-образ двухвременной корреляционной функции $\langle \sigma_+(t) \sigma(t') \rangle$, где $\sigma_+ = a_2^\dagger a_1 = |2\rangle\langle 1|$, в случае немарковской спонтанной релаксации неприменимо, т.к. противоречит виду уравнения (1). Для расчета спектра используем развитый в [2, 3] иной подход, основанный на диаграммной технике Келдыша. Согласно определению, скорость изменения числа фотонов в моде λ равна:

$$N_\lambda = i\langle [H, b_\lambda^\dagger b_\lambda] \rangle = -i\langle a_1^\dagger a_2 b_\lambda^\dagger \rangle C_\lambda + \text{к.с.}, \quad (4)$$

где H – полный гамильтониан рассматриваемой системы, C_λ – вершина взаимодействия атома с квантованным полем. Диаграммная техника позволяет провести прямой расчет одновременной корреляционной функции $\langle a_1^\dagger a_2 b_\lambda^\dagger \rangle$. Система диаграммных уравнений для функции $X(\nu)$ – распределения испущенных фотонов по частотам – имеет вид:



Диаграммы на рис. 1 изображены в обозначениях и в соответствии с правилами, изложенными в [3]. В [3] содержится и обоснование отбора последовательности диаграмм для расчета $X(\nu)$, состоящее в пренебрежении всеми диаграммами, вклад которых в $X(\nu)$ обращается в нуль при $\tau_c \rightarrow 0$. В аналитической форме уравнение (6) для вершинной функции представляет собой достаточно сложное интегральное уравнение. Решить его удастся в случае $\tau_c = 0$ (при этом воспроизводятся все известные результаты стандартной теории) и при конечном τ_c в случае $\chi T_1 \gg 1$ – хорошей разделенности компонент квазиэнергетического спектра. Точности расчета функции $X(\nu)$, возникающей при решении уравнения (6) в случае $\chi T_1 \gg 1$, соответствует приближенное решение системы (1) – (3):

$$f_{21} = -\frac{\mu}{\chi} \frac{(\chi + \delta)^2 R(\Omega + \chi) - (\chi - \delta)^2 R(\Omega - \chi)}{(\chi + \delta)^2 R(\Omega + \chi) + (\chi - \delta)^2 R(\Omega - \chi)} \quad (7)$$

Широко используемый в теории резонансного взаимодействия света с веществом метод "одетых" состояний [5] как раз и соответствует приближению, в котором (7) следует из (1) – (3). Совместное решение уравнений (1) – (6) при $\chi T_1 \gg 1$ приводит к следующему выражению для функции $X(\nu)$:

$$X(\nu) = X_0(\nu \approx \Omega) + X_1^+(\nu \approx \Omega + \chi) + X_1^-(\nu \approx \Omega - \chi); \quad (8)$$

$$X_0(\nu) = R(\Omega) f_{2,1}^2 \delta(\nu - \Omega) + R(\Omega) a_0 \gamma_0 / \pi [(\nu - \Omega)^2 + \gamma_0^2], \quad (9)$$

$$a_0 = 64\mu^6 R(\Omega + \chi) R(\Omega - \chi) / \chi^2 [(\chi + \delta)^2 R(\Omega + \chi) + (\chi - \delta)^2 R(\Omega - \chi)]^2,$$

$$\gamma_0 = (\chi + \delta)^2 R(\Omega + \chi) / 4\chi^2 + (\chi - \delta)^2 R(\Omega - \chi) / 4\chi^2;$$

$$X_1^\pm(\nu) = R(\Omega \pm \chi) a_1^\pm \gamma_1 / \pi [(\Omega \pm \chi - \nu)^2 + \gamma_1^2], \quad (10)$$

$$a_1^\pm = 4\mu^4 R(\Omega \mp \chi) / [(\chi + \delta)^2 R(\Omega + \chi) + (\chi - \delta)^2 R(\Omega - \chi)] \chi^2,$$

$$\gamma_1 = 2\mu^2 R(\Omega) / \chi^2 + (\chi + \delta)^2 R(\Omega + \chi) / 8\chi^2 + (\chi - \delta)^2 R(\Omega - \chi) / 8\chi^2.$$

Произвольный характер функции $R(\nu)$, входящей в формулы (7) – (10), позволяет проанализировать большое число различных физических ситуаций, возникающих, например, для атома в резонаторе. В случае $R(\Omega) \approx R(\Omega \pm \chi)$ выражения (7) – (10) согласуются с результатами стандартной теории. При $\delta = 0$ и для одного специального вида функции R из (8) – (10) следуют соотношения, полученные в [4]. Интересно, что в сильном поле поляризация атома согласно (7) выражается только через функции $R(\Omega \pm \chi)$. В асимметричном случае, когда $R(\omega + \chi) \neq R(\Omega - \chi)$, это приводит к качественно новому нелинейному оптическому эффекту – зависящему от поля сдвигу нуля дисперсионной кривой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Апанасевич П. А., Килин С. Я., Низовцев А. П. ЖПС, 47, 887 (1987).
2. Виноградов А. В. Квантовая электроника, 13, 293 (1986).
3. Виноградов А. В. Труды ФИАН, 187, 117 (1988).
4. Lewenstein M., Mossberg T. W., Glauber R. J. Phys. Rev. Lett., 59, 775 (1987).
5. Галицкий В. М., Гореславский С. П., Елесин В. Ф. ЖЭТФ, 57, 207 (1969).

Поступила в редакцию 18 февраля 1988 г.