

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 621.378.001

РЕЛАКСАЦИЯ ДВУХУРОВНЕВОГО АТОМА В ПОЛЕ ИНТЕНСИВНОГО КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Б. А. Гришанин, В. Н. Задков, В. Л. Рыжков

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Исследовано преобразование релаксационных процессов под действием сильного лазерного поля в двухуровневом атоме, возмущаемом внешним шумовым электромагнитным полем. Проанализирована применимость марковского приближения и рассчитаны спектры флуоресценции для оптимальных значений параметров, позволяющих наиболее отчетливо продемонстрировать основные эффекты.

1. Введение

Эффект перестройки релаксационных констант системы двухуровневых спинов в сильном внешнем поле был предсказан еще в работе Блоха [1]. Несколько позже аналогичный эффект в оптическом диапазоне для двухуровневых атомов был предсказан теоретически и экспериментально подтвержден в работах [2, 3]. Помимо спектров поглощения пробного поля экспериментально исследовалось также влияние сильного поля на спектр флуоресценции атома. В слабом поле спектр флуоресценции состоит из линии когерентного рассеяния на лазерной частоте и уширенной линии неупругого рассеяния на частоте атомного перехода. При повышении интенсивности появляются сателлиты, отстоящие от резонансной частоты на частоту Раби. Такая структура спектра была предсказана в работах Апанасевича и Моллоу [4, 5], предполагавших неизменность релаксационных констант во внешнем поле. Дальнейшее увеличение интенсивности приводит к изменению релаксационных констант.

Этот эффект достаточно широко обсуждался в литературе (см., напр., [4, 6—8]), однако используемая в подавляющем большинстве теоретических работ его интерпретация как результата проявления немарковости процессов релаксации некорректна. Принципиальная важность правильного теоретического описания и универсальный характер соответствующих физических эффектов побуждают еще раз вернуться к данной проблеме.

В данной работе дан анализ этой проблемы на примере двухуровневой модели, позволяющей проиллюстрировать основные закономерности обсуждаемых эффектов в наиболее наглядной и доступной для экспериментальной проверки форме. Рассматривается перестройка спектра флуоресценции двухуровневого атома в сильном монохроматическом электромагнитном поле для случая релаксации, обусловленной внешним шумовым электромагнитным полем.

2. Эволюционный оператор двухуровневого атома в сильном электромагнитном поле в присутствии радиационных шумов

Гамильтониан двухуровневого атома во внешнем сильном электромагнитном поле в присутствии шумов имеет следующую структуру:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_a + \mathcal{H}_I - \mathcal{H}_f, \quad (1)$$

где вклады \hat{H}_a , \hat{H}_I и \hat{H}_f описывают соответственно свободный двухуровневый атом, взаимодействие с внешним монохроматическим полем и взаимодействие с шумами. В записи через матрицы Паули $\hat{\sigma}_k$, $k=1, 2, 3$, вклады в полный гамильтониан имеют вид

$$\hat{H}_a = (\hbar\omega_{12}/2)\hat{\sigma}_3, \quad (2)$$

$$\hat{H}_I = d_{12}E_L \cos(\omega_L t + \varphi)\hat{\sigma}_1, \quad (3)$$

$$\hat{H}_f = \hbar\hat{\xi}_f\hat{\sigma}_1, \quad (4)$$

где ω_{12} — частота перехода, d_{12} — дипольный момент атомного перехода, E_L — амплитуда напряженности лазерного поля, ω_L — частота монохроматического лазерного поля, $\hat{\xi}_f$ — комбинация квантового $\hat{\xi}_{vac}$ и классического ξ_{ex} шумов, вызванных взаимодействием атома с вакуумным и внешним шумовым полем соответственно.

Принципиальным для правильного понимания рассматриваемых эффектов является следующее обстоятельство, указанное в [9]. В реальных условиях интенсивность шумов всегда такова, что в отсутствие внешнего поля характерные времена обусловленной ими релаксации значительно больше времен корреляции шумов, т. е. релаксация является в отсутствие поля заведомо *марковской*. До тех пор пока характерные времена процессов, индуцируемых внешним полем (а это не что иное, как обратная частота осцилляций Раби), значительно меньше времен корреляции, никакой модернизации теории релаксации не требуется, даже если поле является сильным и частота Раби сравнима со скоростями релаксации или превышает любые из них. При этом имеют место специфические эффекты перестройки спектров под действием сильного поля, предсказанные в [4, 5] и подтвержденные экспериментально [10].

Рассматриваемые же здесь эффекты преобразования самих релаксационных параметров имеют место при еще более сильных полях, для которых обратная частота Раби существенно больше релаксационных времен. В этом случае, поскольку скорость релаксационных процессов в естественных условиях не возрастает по порядку величины (реально она несколько уменьшается, как это видно и из приводимых ниже результатов), они могут рассматриваться как *марковские* в адекватном данной ситуации представлении «одетых состояний», т. е. на фоне динамики, обусловленной внешним полем.

Для возможности применения марковского приближения на шумы $\hat{\xi}_f$ налагается ограничение — их время корреляции τ_c много меньше характерных времен вызываемой ими релаксации: $\tau_c \ll 1/\gamma$, $1/\Gamma$. Здесь γ , Γ — скорости продольной (энергетической) и поперечной (фазовой) релаксации соответственно. Для квантового шума это условие заведомо выполняется (действительно, $\tau_c \sim a/c$, где a — размер атома, c — скорость света). Для классического шума соответствующее ограничение будет рассмотрено ниже.

Динамика рассматриваемой двухуровневой системы может быть представлена с помощью эволюционного супероператора $\mathcal{P}(t)$ (т. е. оператора в пространстве квантовых физических величин или матриц плотности). Последовательно применив теорию возмущений, можно разбить эволюционный супероператор на три части (подробно эта процедура для двухуровневой системы изложена в [9]). В представлении Гейзенберга

$$\mathcal{P}(t) = \mathcal{P}_f(t) \mathcal{P}_I(t) \mathcal{P}_a(t), \quad (5)$$

где $\mathcal{P}_f(t)$, $\mathcal{P}_I(t)$ и $\mathcal{P}_a(t)$ отвечают соответствующим составляющим модельного гамильтониана $\widehat{\mathcal{H}}_f$, $\widehat{\mathcal{H}}_I$ и $\widehat{\mathcal{H}}_a$. Супергенератор \mathcal{P}_a соответствует прецессии вектора квазиспина с частотой ω_L внешнего поля, \mathcal{P}_I — нутации вектора квазиспина с полной частотой Раби $\Omega = (\Omega_0^2 + \delta^2)^{1/2}$. Здесь $\delta = \omega_L - \omega_{12}$ — расстройка монохроматического поля по отношению к атомной частоте, $\Omega_0 = E_0 d_{12} / \hbar$ — частота Раби. Выделение \mathcal{P}_a и \mathcal{P}_I из $\mathcal{P}(t)$ соответствует рассмотрению состояний атома, «одетых» сильным внешним полем. Все составляющие эволюционного супероператора (5) имеют вид

$$\mathcal{P}_{a,f,I}(t) = \exp(\mathcal{W}_{a,f,I} t), \quad (6)$$

где $\mathcal{W}_{a,f,I}$ — кинетические операторы (генераторы) марковского преобразования операторов динамических переменных $\langle \widehat{A} \rangle(t) = \mathcal{P}_{a,f,I}(t) \widehat{A}(0)$. Генератор шумового супероператора имеет вид

$$\mathcal{W}_f = -\omega |0\rangle \langle \Omega_3| - \gamma |\Omega_3\rangle \langle \Omega_3| - 2\text{Re}[(\Gamma + i\Lambda) |\Omega_1\rangle \langle \Omega_1|], \quad (7)$$

где ω — параметр накачки, Λ — лэмбовский сдвиг. Как ω и Λ , так и γ и Γ выражаются через спектральные характеристики корреляционных функций второго порядка случайного процесса $\widehat{\xi}_f$, $|\Omega_{1,2,3}\rangle$ обозначают собственные векторы матрицы \mathcal{W}_f , $|0\rangle = (1 \ 0 \ 0 \ 0)^T$ — вектор-столбец, описывающий единичный оператор $\widehat{A} = \widehat{1}$. Эффекты перестройки релаксационных процессов отражаются в зависимости релаксационных параметров ω , γ и Γ от внешнего поля, представленной далее выражениями (10).

3. Перестройка спектра флуоресценции

Нас интересует спектральная плотность излучения (спектр флуоресценции). В оптическом диапазоне интенсивность детектируемого поля может рассчитываться с помощью следующей корреляционной функции [11]:

$$K(t, \tau) = \text{Tr} \widehat{\rho} E^{(-)}(t) E^{(+)}(t + \tau) \approx \text{Tr} \widehat{\rho} \mathcal{S}(t) \sigma^{(-)}(0) [\mathcal{S}(\tau) \sigma^{(+)}(0)]. \quad (8)$$

Так как нас интересует стационарный случай ($t \rightarrow \infty$), необходимо рассматривать эту функцию при $t \gg 1/\gamma, 1/\Gamma$, т. е. на временах, существенно превышающих характерные времена затухания системы:

$$K(\tau) = \lim_{t \rightarrow \infty} K(t, \tau).$$

Спектральная плотность мощности рассеянного излучения является фурье-образом данной корреляционной функции, который в нашем случае имеет вид (здесь и далее мы пренебрегаем лэмбовским сдвигом):

$$G(\omega) = \frac{2\omega_{12}^4 |d_{12}|^2}{3c^3} \left\{ \frac{\Omega_0^2}{2\Omega^2} \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 \delta(\omega - \omega_L) + \right. \\ \left. + \frac{2}{\pi} \left\{ \frac{\Omega_0^2}{2\Omega^2} \left[1 - \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 \right] \frac{\gamma}{\gamma^2 + (\omega - \omega_L)^2} + \frac{(\Omega + \delta)^2}{4\Omega^2} \left(1 - \frac{\omega}{\gamma} \right) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \frac{\Gamma}{\Gamma^2 + (\omega - \omega_L + \Omega)^2} + \frac{(\Omega - \delta)^2}{4\Omega^2} \left(1 + \frac{\omega}{\gamma} \right) \frac{\Gamma}{\Gamma^2 + (\omega - \omega_L - \Omega)^2} \right\} \right\}. \quad (9)$$

Выражение, описывающее спектр флуоресценции, имеет следующую структуру: первый член соответствует когерентному рассеянию, остальные три лоренциана соответствуют процессу экспоненциальной релаксации к стационарному состоянию с различными значениями продольной и поперечной констант релаксации. Последние выражаются через характеристики шумов следующим образом:

$$\gamma = \frac{2}{\Omega^2} [(\Omega - \delta)^2 S_{\text{ex}}(\omega_L + \Omega) + (\Omega + \delta)^2 S_{\text{ex}}(\omega_L - \Omega)] + \left(1 + \frac{\delta^2}{\Omega^2}\right) \frac{\gamma_0}{2},$$

$$\Gamma = \frac{\gamma}{2} + \frac{\Omega_0^2}{\Omega^2} \frac{\gamma_0}{2} + 4 \frac{\Omega_0^2}{\Omega^2} S_{\text{ex}}(\omega_L), \quad \omega = \gamma_0 \frac{\delta}{\Omega}, \quad (10)$$

где γ_0 — скорость радиационного затухания в вакууме.

В данной работе предполагается, что спектр внешнего шумового поля является лоренцевым:

$$S_{\text{ex}}(\omega) = \left(\frac{8I_f |d_{12}|^2}{\hbar^2 c} \right) \frac{\gamma_c}{\gamma_c^2 + (\omega_c - \omega)^2}, \quad (11)$$

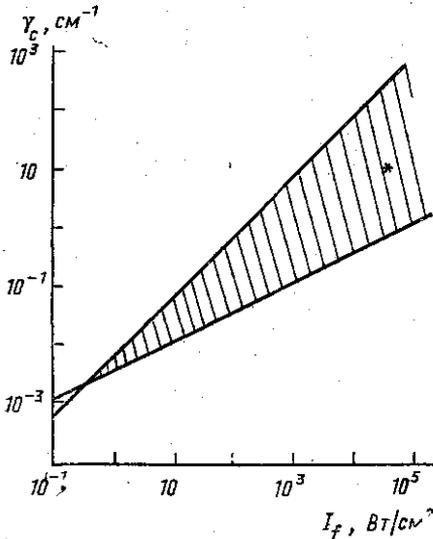


Рис. 1. Область применимости марковского приближения (заштрихована). Звездочкой обозначено положение параметров шума, использовавшихся в расчетах

где ω_c — центральная частота шумового спектра, $\gamma_c = 2\pi/\tau_c$ — ширина шумового спектра, I_f — интенсивность шума.

Результаты данного анализа применимы при следующих очевидных ограничениях: $\max\{\gamma, \Gamma\} \ll \gamma_c$ (условие марковости) и $\max \gamma \gg \min \gamma \sim \gamma_0$ (условие существенности данного эффекта). Для характерных атомных параметров область применимости данных приближений приведена на рис. 1. Ограничение снизу на ширину шумового спектра вызвано необходимостью соблюдения ограничений ($\gamma_c \gg \gamma, \Gamma$), налагаемых на параметры шума для возможности марковского рассмотрения вызываемой им эволюции. Ограничение сверху есть порог эффективности, при достижении которого скорость релаксации, вызванной внешним шумовым лазерным полем, сравнивается со скоростью свободной релаксации.

4. Расчет перестройки спектра флуоресценции

Эффекты, описанные полученными выражениями, удобно обсудить на примере конкретного атомного перехода. В данной работе перестройка релаксации и спектр флуоресценции рассчитаны для перехода $6^1S_0 \rightarrow 6^1P_1$ атома бария со следующими характеристиками: частота перехода $\omega_{12} = 18060,39 \text{ см}^{-1}$, сила осциллятора $f_{12} = 1,6$, постоянная затухания $\gamma_0 = 1,843 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ [12].

На рис. 2 для этого случая приведен график зависимости ширины центральной линии спектра флуоресценции (которая характеризуется

константой γ) от расстройки δ монохроматического поля и расстройки δ_c центральной частоты шума при $I=30$ МВт/см², $I_f=40$ кВт/см², $\gamma_c=10$ см⁻¹. Положение этих параметров отмечено звездочкой на рис. 1. Из рис. 2 ясно видно, что при нулевой расстройке ($\delta=0$) внешний шум имеет максимальную

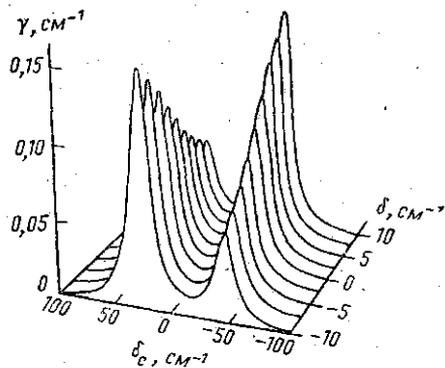


Рис. 2. Зависимость константы γ продольного затухания от расстройки δ (относительно частоты атомного перехода) и расстройки δ_c (относительно центральной частоты шумового спектра)

эффективность на частотах сателлитов $\omega_L \pm \Omega$. При смещении ω_L от резонансной частоты повышается эффективность шума на частоте сателлита, близкого к частоте атомного перехода, эффективность же шума на частоте противоположного сателлита падает (в пределе $\delta \gg \Omega_0$ — до нуля).

Характер поведения константы поперечного затухания Γ аналогичен описанному случаю, за исключением того, что существует еще вклад в затухание от составляющей шумового поля на лазерной частоте ω_L . Это может привести к следующему эффекту: при наличии шума на частоте лазерного поля ($\gamma_c \ll \Omega$) возможно значительное превышение скорости поперечного затухания над скоростью продольного затухания. Это приводит к «расплыванию» сателлитов и практически к исчезновению их из спектра. Этот эффект продемонстрирован на рис. 3.

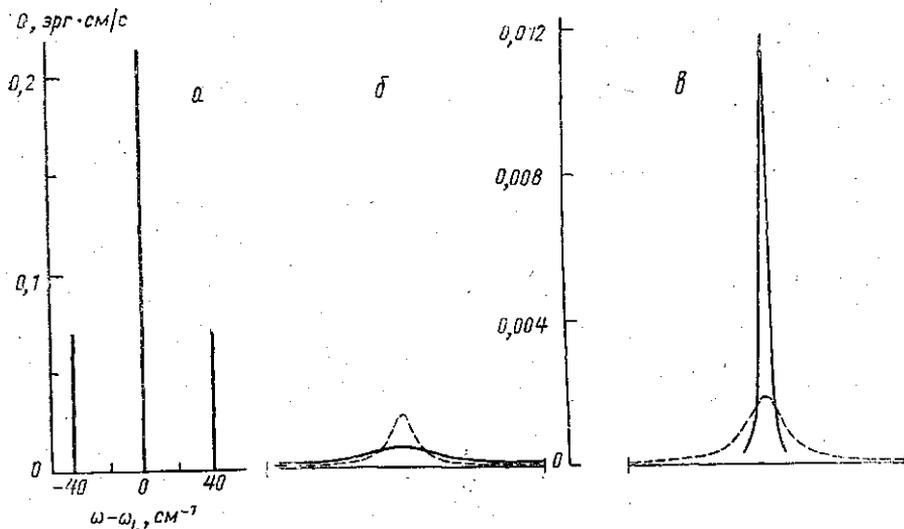


Рис. 3. Типичная структура спектра флуоресценции в сильном поле (а) при нулевой расстройке частот атомного перехода и монохроматического поля и в отсутствие внешнего шумового поля. Формы линий сателлита в спектре флуоресценции в присутствии внешнего шумового поля (б) и центральной линии (в) при увеличенном в 125 раз масштабе по оси частот. Штриховая линия соответствует совпадению центральной частоты шумового спектра с частотой сателлита, а сплошная — с частотой перехода

Такое поведение обусловлено тем, что в рассматриваемой «одетой» двухуровневой системе возбуждаются четыре стационарных колебания: два с частотой ω_L и два с частотами $\omega_L \pm \Omega$. Им соответствуют различные величины затухания — $0, \gamma, \Gamma, \Gamma$. При этом γ определяется шумовым излучением на частотах $\omega_L \pm \Omega$, а Γ — еще и на частоте ω_L . Соответственно при указанных условиях в спектре флуоресценции ширины сателлитов могут существенно различаться и спектр флуоресценции может претерпевать качественные изменения в зависимости от параметров сильного и шумового полей.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Bloch F. // Phys. Rev. 1956. 102. P. 104; 1957. 105. P. 1205. [2] Бонч-Бруевич А. М., Вартамян Г. А., Храмов В. В. // ЖЭТФ. 1970. 78. С. 538. [3] Carlsten J. L., Szöke A., Rauber M. G. // Phys. Rev. 1977. A15. P. 1029. [4] Апанасевич П. А. Основы теории взаимодействия света с веществом. Минск. 1977. [5] Mollow B. R. // Phys. Rev. 1969. 188. P. 1969. [6] Burnett K., Cooper J., Kleiber P. D., Ben-Reuven A. // Phys. Rev. 1982. A25. P. 1345. [7] Пестов Э. Г. // Квант. электроника. 1986. 13. С. 247. [8] Виноградов А. В. // Журн. прикл. спектр. 1987. 47. С. 983. [9] Гришанин Б. А. // ЖЭТФ. 1983. 85. С. 447. [10] Эзекиль Ш., Ву Ф. Ю. // Квант. электроника. 1978. 5. 1721. [11] Глаубер Р. // Квантовая оптика и квантовая радиопизика. М., 1966. С. 91. [12] Стриганов А. Р., Одинцова Г. А. Спектры линий атомов и ионов. М., 1982.

Поступила в редакцию
21.09.93

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1994. Т. 35. № 3

УДК 535.3

О ПЛАЗМЕННОМ ГАММА-ЛАЗЕРЕ

А. В. Андреев

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Обсуждается возможность генерации когерентного гамма-излучения в нестационарной лазерной плазме, где излучение плазмы осуществляет резонансную переброску ядер с долгоживущего уровня на верхний изомерный уровень активного гамма-перехода. Проведенные оценки показывают, что в режиме квазистационарной генерации указанная схема предъявляет непротиворечивые требования как к параметрам плазмы, так и к параметрам ядерных переходов.

1. Введение

Настоящая статья посвящена теоретическому исследованию особенностей излучения гамма-квантов изомерными ядрами в высокотемпературной лазерной плазме. Динамика гамма-распада ядер в плазме приобретает существенно новые черты, когда спектр излучения плазмы перекрывает разность энергий между населенным изомерным уровнем и хотя бы одним из ниже- или вышележащих короткоживущих уровней. При этом рентгеновское излучение плазмы может выступать как излучение накачки для генерации гамма-излучения на смежном переходе, оно может усиливаться на резонансных переходах ядер или эффективно управлять спектрами и динамикой распада ядер, находящихся в метастабильном состоянии.

В теории генерации когерентного гамма-излучения подавляющее большинство схем основывается на рассмотрении мёссбауэровского излучения в кристаллах (см., напр., обзоры [1, 2]). Предложения, ос-