

Проведя аналогичный анализ для фэ и фц, можно сделать вывод, что в отличие от линейного режима в условиях сильного возбуждения фэц уменьшается сильнее, чем фэ и фц, что приводит к изменению спектра интегральной флуоресценции ФБС.

Таким образом, проведенные в настоящей и предыдущих работах [1, 2] расчеты показали, что использование метода прямого численного моделирования позволяет решать разнообразные задачи при изучении линейных и нелинейных спектроскопических характеристик СОК, основываясь только на их пространственной структуре и спектроскопических «портретах» составляющих СОК молекул.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Демидов А. А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1987. 28, № 3. С. 63.  
[2] Демидов А. А. // IV Всесоюз. школа «Применение лазеров в биологии». Кишинев, 1986. С. 59. [3] Брагинская О. В. и др. // ДАН СССР. 1983. 268, № 5. С. 1109.

Поступила в редакцию  
13.04.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 5

УДК 621.378.001

#### ИНВЕРСИЯ ОДНОРОДНО УШИРЕННОГО ДВУХУРОВНЕВОГО АТОМА МОНОХРОМАТИЧЕСКИМ ВНЕШНИМ ПОЛЕМ

Б. А. Гришанин

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Показывается, что фазовое уширение двухуровневого атома с учетом неупругого характера этого уширения в сильном поле приводит к стационарной инверсной населенности его реальных уровней в ограниченной области положительных расстройок.

**1. Механизм инверсии.** Рассматриваемый эффект можно считать одним из проявлений зависимости процессов релаксации двухуровневого атома от внешнего поля. В этой задаче исследовались в основном эффекты, существующие и в отсутствие обратного влияния на атом изменения дефазировочного шума при его взаимодействии с атомом [1]. Такие эффекты удовлетворительно описываются в приближении заданного шума (в случае столкновительного уширения в газах — в приближении заданной траектории сталкивающихся атомов). Математически это соответствует классическому описанию шума, когда его некоммутативность не учитывается даже в старшем — квазиклассическом приближении. При таком описании процессы перехода энергии от атома к шумовой подсистеме и обратно равноправны, дефазировка является строго упругой и зависимость скорости релаксации от интенсивности поля не нарушает справедливости общеизвестного положения о невозможности стационарной инверсии двухуровневого атома.

В действительности же при наличии внешнего поля с полной частотой Раби  $\Omega = (\Omega_0^2 + \delta^2)^{1/2}$  ( $\Omega_0 = dE/\hbar$ ,  $\delta = \omega_L - \omega_{12}$  — расстройка лазерного поля) взаимодействие с шумом, модулирующим атомную частоту, не является строго упругим из-за ненулевой величины кванта взаимодей-

ствия  $\hbar\Omega$ . Он определяет энергетический масштаб изменений в шумовой подсистеме, и в случае его существенности динамика составной многоуровневой системы атом+шум не сводится к чистой дефазировке двухуровневого атома. При  $\hbar\Omega/kT \sim 1$  становится существенным преобладание процессов с переходом кванта от атома к шумовой подсистеме над соответствующими процессами с обратным энергообменом. На рис. 1 изображены процессы спонтанного распада и возбуждения—девозбуждения атома внешним полем: пунктиром показаны квазиэнергетические уровни  $\omega_L, \omega_L \pm \Omega$ , описывающие атом в стандартном базисе «одетых» состояний. В пределе больших расстройек  $\delta > 0$  амплитуда процессов с участием верхнего квазиуровня пренебрежима, а нижний совпадает с реальным уровнем 2. Процессы возбуждения—девозбуждения происходят как с участием вакуумных фотонов, обеспечивающих резонанс при ненулевых расстройках, так и с участием квантов  $\hbar\Omega$  взаимодействия с шумом. Если шум достаточно интенсивный и широкополосный, чтобы и при  $\hbar\Omega \gg kT$  возбуждение с участием фазового шума преобладало над спонтанным распадом, инверсия будет полной.

**2. Расчет инверсии для дефазировки диффузионного типа.** Для шумов, приводящих к модели непрерывных флуктуаций атомного состояния, релаксационный оператор описывается константами релаксации  $\omega, \gamma, \Gamma, \Lambda$ , линейно зависящими от спектральных плотностей шумов. Для насыщающих полей он имеет вид [2]

$$\mathcal{L}_r = -\omega|0\rangle\langle\Omega_3| - \gamma|\Omega_3\rangle\langle\Omega_3| - 2\text{Re}(\Gamma - i\Lambda)|\Omega_1\rangle\langle\Omega_1|.$$

(Это представление справедливо и для скачкообразных марковских процессов, и в слабом поле — с другими выражениями для констант и векторов.) Здесь  $|\Omega_k\rangle, \langle\Omega_k|$  — правые и левые собственные векторы матрицы прецессии квазиспина, дополненные до четырехмерных векторов нулевыми элементами;  $\Omega_{1,2} = \pm i\Omega, \Omega_3 = 0$ ;  $|0\rangle = (1 \ 0 \ 0 \ 0)^T$  — вектор, описывающий единичную атомную переменную  $\hat{I}_z$ .

Разность населенностей рассчитывается по формуле  $n_2 - n_1 = \langle 0 | S_r(t) | \hat{\sigma}_3(t) \rangle$ . Здесь  $\langle 0 |$  отвечает стационарной матрице плотности,  $\hat{\sigma}_3(t) = \exp(\hat{W}_I t) \hat{\sigma}_3$  — оператор разности населенностей в представлении вращающегося квазиспина с матрицей прецессии  $\hat{W}_I$ ,  $S_r(t) = \exp(\mathcal{L}_r t)$  — переходной (супер) оператор. В стационарном пределе  $S_r = |0\rangle\langle 0|$ . Для неосциллирующей части в  $|\hat{\sigma}_3(t)\rangle$  следует, используя разложение  $\exp(\hat{W}_I t) = \sum_k \exp(\Omega_k t) |\Omega_k\rangle\langle\Omega_k|$ , оставить только составляющую  $|\Omega_3\rangle\langle\Omega_3| \hat{\sigma}_3$ . В результате с учетом явного вида  $|\Omega_k\rangle$  получаем

$$n_2 - n_1 = \langle 0 | \Omega_3 \rangle \langle \Omega_3 | \hat{\sigma}_3 \rangle = -(\delta/\Omega) \omega/\gamma. \quad (1)$$

Для случая только двух механизмов уширения — естественного распада со скоростью  $\gamma_0$  и фазового («упругого») уширения, характеризующего спектральной плотностью  $S(\nu) = \text{Re } \tilde{K}(\nu)$ , получаем из (1)

$$n_2 = 0,5 + \frac{2(D/V)[S(-\Omega) - S(\Omega)] - D^2\gamma_0}{4[S(-\Omega) + S(\Omega)] + (V^2 + D^2)\gamma_0}, \quad (2)$$

где  $D = \delta/\Omega_0$ ,  $V = \Omega/\Omega_0$  — безразмерные расстройка и полная частота Раби. Равновесные спектральные плотности  $S(\pm\Omega)$  связаны планковским соотношением  $S(\Omega) = S(-\Omega) \exp(-\hbar\Omega/kT)$ .

При  $S(\Omega) \gg \gamma_0 D^2$  формула (2) описывает универсальный закон инверсии

$$n_2 = 0,5 + \frac{\delta}{2\Omega} \operatorname{th} \left( \frac{\hbar\Omega}{2kT} \right).$$

Область справедливости этой зависимости от  $\delta$  ограничена спаданием спектральной плотности  $S(\pm\Omega)$  и относительным возрастанием члена с  $\gamma_0$  в (2).

3. **Инверсия при уширении буферным газом.** В зависимости от прицельного параметра столкновения  $a$  выделяются три типа вкладов в уширение: ударная область, переходная область и статистическое крыло. Последний вклад соответствует относительно малой части неоднородно уширенных атомов и для вопроса об инверсии не существен. Ударная и переходная области дают вклады одного порядка, но отвечают разным типам случайных процессов в атоме — скачкообразному и диффузионному. Приведенные расчеты строго применимы только к последнему, но сам факт асимметрии передачи кванта  $\hbar\Omega$  справедлив и для ударной области. Поэтому в данном приложении диффузионное («корреляционное» [1]) приближение допустимо для качественных выводов.

Для спектра фазового шума использовалась аппроксимация, следующая из ударной теории [3]:

$$S(|v|) = S_F(1 + 0,0064x^4) \exp(-2x), \quad x = |v|/\delta_F$$

с параметрами  $S_F$ ,  $\delta_F$ , стандартным способом выраженными через концентрацию атомов буферного газа; тепловые скорости и радиус Вайскопфа, рассчитанный по экспериментальным данным. На рис. 2 пред-

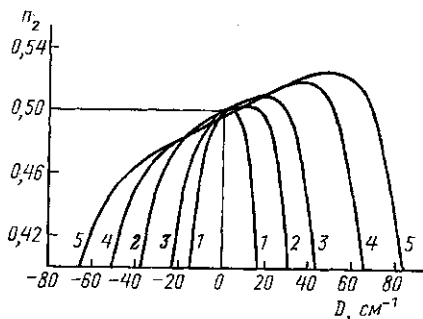
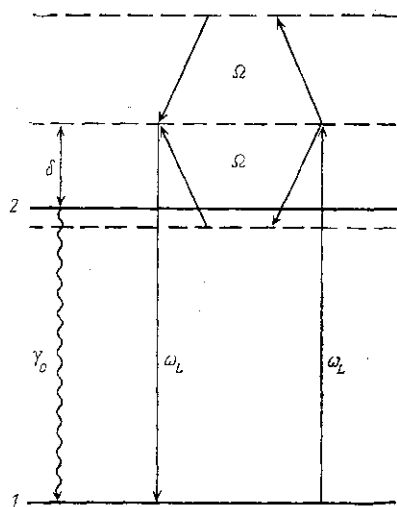


Рис. 2. Расчетные кривые инверсии для рубидия при различных давлениях  $p$  буферного газа и интенсивностях  $I$  лазерного поля:  $p=1$  ат,  $I=0,1$  (1) и  $10 \text{ МВт/см}^2$  (2);  $p=10$  ат,  $I=0,1$  (3);  $10$  (4) и  $100 \text{ МВт/см}^2$  (5)

Рис. 1. Процессы спонтанного распада и взаимодействия атома с сильным лазерным полем

ставлены расчетные кривые инверсии для перехода  $5^2S_{1/2}-5^2P_{1/2}$  рубидия при различных давлениях  $p$  буферного газа — ксенона для нескольких интенсивностей поля  $I$  ( $T=500 \text{ К}$ ). Ширина шумового спектра  $\delta_F$  недостаточна для реализации при больших  $\delta$  полного вымораживания процессов с переходом кинетической энергии атомов в двухуровневую систему: инверсия существует лишь при  $\delta \ll kT/\hbar$ . Увеличение интенсивности до некоторого предела, обусловленного подавле-

нием столкновительного уширения, увеличивает инверсию. Ее увеличение с ростом давления лимитировано насыщением однородного столкновительного уширения вследствие его перехода в неоднородное при нарушении условия парности соударений (справедливости марковского описания). Существенно большие инверсии — вплоть до полной — на основании оценок [4] ожидаются для примесных молекул в низкотемпературных матрицах.

Поскольку инверсия приводит к обращению знака сателлитов поглощения—усиления пробного поля [5], вследствие описанного механизма инверсии становится возможным индуцированное излучение на частоте атомного перехода. Этот эффект подтвержден экспериментально в смеси паров Rb и Ag [6].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Жидков А. Г., Яковленко С. И. Препринт ИОФ АН СССР № 246. М., 1985. [2] Гришанин Б. А. //ЖЭТФ. 1983. 85. С. 447. [3] Собельман И. И. Введение в теорию атомных спектров. М., 1963. [4] Гришанин Б. А. //Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1985. 26, № 6. С. 50. [5] Апанасевич П. А. Основы теории взаимодействия света с веществом. Минск, 1977. [6] Бимагамбетов Т. С., Гришанин Б. А., Одинцов В. И. Препринт физ. фак. МГУ № 20/1987. М., 1987.

Поступила в редакцию  
06.05.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 5

## АКУСТИКА И МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

УДК 534.222.2

### О ТЕРМООПТИЧЕСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ЗВУКА НА ГРАНИЦЕ ТЕПЛОПРОВОДЯЩИХ СРЕД

А. А. Карабутов, А. В. Уваров

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Исследовано термооптическое возбуждение звука на границе прозрачной и поглощающей теплопроводящих сред в случае произвольного отношения их акустических импедансов. Подробно рассмотрены случаи сильной и слабой теплопроводности.

Оптическое возбуждение звука является важным источником мощных звуковых импульсов, а также основой различных методов исследования оптических и акустических свойств сред [1—4].

Этот эффект удобно использовать для широкополосной акустической и оптоакустической спектроскопии в связи с возможностью расчета частотного спектра возбуждаемых акустических сигналов. На генерацию звука существенное влияние может оказывать теплообмен на границе прозрачной и поглощающей сред [3, 4], при этом, вообще говоря, необходимо учитывать также и тепловое расширение прозрачной среды. Анализ термооптического возбуждения звука с учетом теплообмена сред методом спектральных передаточных функций [5, 6] посвящена настоящая работа.

В общем случае, особенно в оптико-акустической микроскопии, размеры области тепловыделения малы по сравнению с длиной звуковой волны и возбуждаемая волна далека от плоской. Однако передаточная функция в трехмерном случае есть произведение передаточной функции при плоской геометрии волны и апертурного фактора [6].