tric filling have been investigated. It was shown that under definite conditions a complex Vavilov-Cherenkov effect might arise. The possibility of parametric excitation of the waveguide was discussed.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 2, 74—78 (1987)

УДК 621.373.826

ГИПЕРКОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ И САМОИНДУЦИРОВАННОЕ АДИАБАТИЧЕСКОЕ ИНВЕРТИРОВАНИЕ ПРИ ДВУХФОТОННОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ПАРОВ МЕТАЛЛОВ

Ю. П. МАЛАКЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 12 декабря 1985 г.)

Обсуждается связь между эффектом самоиндуцированного адиабатического инвертирования (АИ) и гиперкомбинационным рассеянием при двухфотонном возбуждении паров металлов. На этой основе предлагается схема эксперимента по наблюдению эффекта АИ в парах бария.

1. В настоящей работе рассматривается возможность наблюдения эффекта самоиндуцированного адиабатического инвертирования (АИ) [1, 2] с помощью гиперкомбинационного рассеяния (ГКР) в среде из трехуровневых атомов (см. рисунок), силы осцилляторов которых для переходов $3 \to 2$ и $1 \to 3$ удовлетворяют неравенству $f_{32}/f_{13} > 1$. Будет доказано, что ГКР в направлении вперед в таких средах в общем случае отсутствует; оно возможно только тогда, когда имеет место адиабатическое инвертирование атомов среды. Поэтому наблюдение ГКР в таких средах в направлении вперед будет однозначно свидетельствовать о наличии эффекта АИ. Напомним, что этот эффект отсутствует в случае однофотонного взаимодействия и заключается в том, что в условиях двухфотонного возбуждения в течение импульса накачки возможно почти полное инвертирование атома.

2. Рассмотрим ГКР в среде из трехуровневых атомов в условиях двухфотонного резонансного взаимодействия с УКИ накачки, длительность которых меньше всех времен релаксаций. На основе ГКР и четырехволновых параметрических процессов в среде генерируются излучения соответственно на частотах ω_3 и ω_4. Поля всех волн представим в виде

$$\mathbf{E}_i\,(z,\,t) = \mathbf{e}_i\,E_i\,(z,\,t)\exp\left[i\,(k_i\,z - \omega_i\,t)\right] + \text{к. с.},\quad i = 1, \cdots, 4, \qquad (1)$$

где $\omega_1, \omega_2 \gg \Delta = \omega_{21} - \omega_1 - \omega_2$, ω_{21} — частота двухфотонного перехода, а комплексные амплитуды $E_i\,(z,\,t)$ — медленно меняющиеся функции времени. Предполагается, что падающий на среду свет не модулирован по фазе. Частоты ω_3 и ω_4 удовлетворяют условию $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4$.

Уравнения для амплитуд заполнения уровней a_1, a_2, a_3 будем решать в приближении заданного поля $E_{1,2}(z, t) = E_{1,2}(t - z/c)$ и в первом порядке по слабым полям $E_{3,4}$. При этом пренебрегается как истощением накачки, так и амплитудной и фазовой модуляциями ее импульсов. В этом приближении решения для элементов матрицы плотности $\rho_{ij} = a_i^* a_j$, $i, j = 1, 2$, были найдены в [2]; здесь мы приводим результат для a_1 и a_2:

$$a_1(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} (1 \pm \Delta_1(t)/\Omega'(t))^{1/2}, \tag{2.1}$$

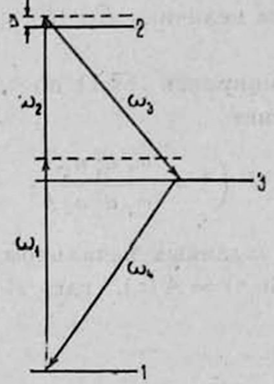
$$a_2(t) = \pm \frac{1}{\sqrt{2}} (1 \mp \Delta_1(t)/\Omega'(t))^{1/2}, \tag{2.2}$$

где

$$\Delta_1(t) = \Delta + \hbar^{-1} (\Delta \in_2(t) - \Delta \in_1(t)), \quad \Omega' = \sqrt{\Delta^2 + 4\Omega^2}, \tag{3}$$

$\Omega(t)$ — двухфотонная частота Раби,

$$\Omega(t) = \hbar^{-2} \left| \sum_n d_{2n} d_{n1} \left(\frac{1}{\omega_{n_1} - \omega_1} + \frac{1}{\omega_{n_1} - \omega_2} \right) E_1 E_2 \right|,$$



d_{ij} — матричный элемент перехода $i \to j$, второй член в $\Delta_1(t)$ представляет собой оптический штарк-эффект или динамическую поляризуемость,

$$\Delta \in_i(t) = -[\chi_i(\omega_1) E_1^2(t) + \chi_i(\omega_2) E_2^2(t)], \tag{4}$$

$$\chi_i(\omega_j) = 2 \sum_n d_{in} d_{ni} \omega_{ni} / \hbar (\omega_{ni}^2 - \omega_j^2), \quad i, j = 1, 2.$$

Верхний знак в (2) соответствует случаю, когда начальная двухфотонная расстройка $\Delta > 0$ и $\Delta_1(t = -\infty) > 0$, нижний знак — случаю $\Delta < 0$ и $\Delta_1(t = -\infty) < 0$. Условие адиабатичности записывается в виде

$$\left| \frac{1}{\Delta_1} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\Omega(t)}{\Omega'(t)} \right| \ll \frac{\Omega(t)}{\Omega'(t)}. \tag{5}$$

Уравнения для a_3 и амплитуд полей $E_{3,4}$ в переменных z и $\tau = t - z/c$ имеют вид

$$\partial a_3/\partial\tau = i\Delta_3 a_3 + \frac{i}{\hbar} d_1 a_1 E_4^* + \frac{i}{\hbar} d_2 a_2 E_3, \tag{6}$$

$$\partial E_3/\partial z = 2i\pi N \frac{\omega_3}{c} d_2 a_2(\tau) a_3(z, \tau), \tag{7.1}$$

$$\partial E_4/\partial z = 2i\pi N \frac{\omega_4}{c} d_1 a_1(\tau) a_3^*(z, \tau), \tag{7.2}$$

где $d_{1,2}$ — соответственно матричные элементы переходов $1 \to 3$ и $3 \to 2$,

$$\Delta_2 = \omega_{23} - \omega_3 + \hbar^{-1}(\Delta\xi_2 - \Delta\xi_3), \quad \Delta_3 = \Delta_1 - \Delta_2,$$

N — плотность паров, а $\Delta\xi_3$ определяется формулой (4). В (6), (7) использовано условие фазового синхронизма в виде $k_1 + k_2 = k_3 + k_4$.

В приближении заданного поля из (7) следует простое соотношение между E_3 и E_4:

$$E_4^*(z, \tau) = -\frac{\omega_4 d_1 a_1(\tau)}{\omega_3 d_2 a_2(\tau)}(E_3(z, \tau) - E_3(0, \tau)). \tag{8}$$

При отсутствии входного сигнала на частоте ω_3 поле $E_3(0, \tau)$ определяется спонтанными процессами, и поскольку нас интересует случай больших усилений, то $E_3(z, \tau) \gg E_3(0, \tau)$.

Вообще говоря, к уравнениям (6), (7) следовало бы добавить также уравнение для населенности $n_3(z, \tau)$ уровня 3, которое имеет вид

$$\partial n_3(z, \tau)/\partial\tau = -4a_1 d_1 \hbar^{-1} \operatorname{Im}(a_3 E_4) - 4a_2 d_2 \hbar^{-1} \operatorname{Im}(a_3 E_3^*)$$

с начальным значением $n_3(z, -\infty) = 0$. Однако наше приближение линейной теории по $E_{3,4}$ означает, что всегда $n_3(z, \tau) \ll 1$. Это условие с учетом (8) налагает ограничение на величину E_3: $|E_3| \ll \hbar/d_2 a_2 T$, где T — длительность импульсов.

Подставив (8) в (6) и продифференцировав (7.1) по τ, для $F = E_3(z, \tau)/a_2$ находим следующее уравнение

$$\partial^2 F/\partial z\partial\tau = i\Delta_3 \frac{\partial F}{\partial z} + 2\pi N \frac{\omega_3}{\hbar c} a_2^2 d_2^2 F \left(1 - \frac{\omega_4 d_1^2 n_1}{\omega_3 d_2^2 n_2}\right), \tag{9}$$

которое решается методом Римана при заданных начальном и граничном условиях: $\partial E_3(z, -\infty)/\partial\tau = 0$, $E_3(0, \tau) = A(\tau)$, где $A(\tau)$ — поле спонтанных шумов.

Решение (9) имеет вид

$$E_3(z, \tau) = A(\tau) + 2za_2(\tau) \int_{-\infty}^{\tau} d\tau' \exp\left[i \int_{\tau'}^{\tau} d\tau'' \Delta_3(\tau'')\right] \times$$

$$\times A(\tau') \frac{c(\tau')}{a_2(\tau')} I_1(\psi(\tau', \tau)) \psi^{-1}(\tau', \tau), \tag{10}$$

$$c(\tau) = 2\pi N \frac{\omega_3}{\hbar c} d_2^2 a_2^2(\tau) \left(1 - \frac{\omega_4 d_1^2 n_1(\tau)}{\omega_3 d_3^2 n_2(\tau)}\right),$$

$$\psi(\tau', \tau) = 2\left[z \int_{\tau'}^{\tau} d\tau'' c(\tau'')\right]^{1/2},$$

где I_1 — модифицированная функция Бесселя 1-го порядка. Формула (10) представляет собой решение для нестационарного ГКР в общем случае и из нее следует, что необходимым условием для генерации излучения на частоте ω_3 является требование

$$1 - \frac{2j_1 + 1}{2j_3 + 1} \frac{f_{13} n_1(\tau)}{f_{23} n_2(\tau)} > 0,$$

где j_1 и j_3 — полные моменты уровней 1 и 3. В противном случае $I_1(x)$ заменяется на обычную функцию Бесселя $J_1(x)$, которая исчезает с ростом z, и $E_3(z, \tau)$ остается на уровне спонтанных шумов. Поэтому если $\frac{2j_1+1}{2j_3+1}\frac{f_{13}}{f_{32}} > 1$, то это требование однозначно означает выполнение условия адиабатического инвертирования атомов среды:

$$\frac{n_2(\tau)}{n_1(\tau)} > \frac{2j_1+1}{2j_3+1}\frac{f_{13}}{f_{32}} > 1. \tag{11}$$

При этом в (10) пределы интегрирования по τ заменяются на $\tau_1 \leqslant \tau \leqslant \tau_2$, где τ_1, τ_2 — границы области импульсов накачки, где их интенсивности удовлетворяют условию (11).

Интенсивность ГКР легко найти из (10), если задать корреляционную функцию $A(\tau)$ в виде

$$\frac{c}{2\pi} < A(\tau) A^*(\tau') > = J_{сп}\,\delta(\tau - \tau')\,\Delta\nu,$$

где $J_{сп}$ — интенсивность спонтанных шумов [3], а $\Delta\nu$ — частотная ширина ГКР.

3. Условие адиабатичности (5), которое является основным требованием в вышеприведенном рассмотрении, сильно упрощается в пренебрежении амплитудной и фазовой модуляциями импульсов накачки и принимает вид

$$|\Delta|\cdot T\frac{\eta}{1+\eta^2} \gg 1,\ \eta = \frac{J_2 d_2^2}{J_1 d_1^2}, \tag{12}$$

где $J_{1,2}$ — интенсивности импульсов накачки.

Таким образом, условия (11) и (12) обеспечивают возможность генерации излучения ГКР.

Рассмотрим конкретное применение этих условий к случаю двухфотонного возбуждения перехода $6s^2(^1S_0) - 6s7s(^1S_0)$ в парах бария, где промежуточным состоянием служит уровень $6s6p(^1P_0)$, $d_1 = 7{,}8 \times \times 10^{-18}$ СГСЭ, $d_2 = 5{,}6\cdot 10^{-18}$ СГСЭ. В качестве накачки можно использовать излучение пикосекундного лазера на частоте $\omega_2 = 9400$ см$^{-1}$ и его вторую гармонику на частоте $\omega_1 = 18800$ см$^{-1}$ с гауссовым распределением интенсивностей

$$J_{1,2}(\tau) = J_{1,2}\exp(-4\tau^2/T^2).$$

При $\Delta/2\pi c = 10$см$^{-1}$, $(\omega_{31} - \omega_1)/2\pi c = -800$см$^{-1}$ условия (11) и (12) выполняются с большим запасом, если $N = 10^{13}$ см$^{-3}$, $T = 200$пс, $J_1 = 10$ ГВт/см^2, $J_2 = 0{,}2$ ГВт/см^2. Интенсивность спонтанных шумов при $\Delta\nu/c \simeq 2 \div 3$см$^{-1}$, $\Delta\Omega = 10^{-3}$ срад порядка $J_{сп} = 10^{-3}$ Вт/см^2. При этом область интегрирования по τ есть $-T/3 \leqslant \tau \leqslant T/3$, и на расстоянии $z = 3$см интенсивность ГКР становится порядка 10^6 Вт/см^2. Отметим, что в этой области τ $n_2(\tau)/n_1(\tau) > 4$.

Автор признателен М. Л. Тер-Микаеляну и М. А. Саркисяну за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Тер-Микаелян М. Л., Саркисян М. А.* Препринт ИФИ—75—26, Аштарак, 1975.
2. *Grishkowsky D., Loy M. T.* Phys. Rev., A12, 1117 (1975).
3. *Ярив А.* Квантовая электроника. Изд. Советское радио, М., 1980.

ՀԻՊԵՐԿՈՄԲԻՆԱՑԻՈՆ ՑՐՈՒՄԸ ԵՎ ԻՆՔՆԻՆԴՈՒԿՑՎԱԾ ԱԴԻԱԲԱՏԻԿ ՇՐՋՈՒՄԸ ՄԵՏԱՂԻ ԳՈԼՈՐՇԻՆԵՐԻ ԵՐԿՖՈՏՈՆԱՅԻՆ ԳՐԳՌՄԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ

ՅՈՒ. Պ. ՄԱԼԱՔՅԱՆ

Քննարկվում է մետաղի գոլորշիների երկֆոտոնային գրգռման ժամանակ հիպերկոմբինացիոն ցրման և ատոմի մակարդակների բնակեցումների ինքնինդուկցված ադիաբատիկ շրջման երևույթի միջև եղած կապը, որի հիման վրա առաջարկվում է փորձի սխեմա բարիումի գոլորշիների մեջ այդ երևույթի դիտարկման համար։

THE HYPER-RAMAN SCATTERING AND SELF-INDUCED ADIABATIC INVERSION IN METALLIC VAPOURS

YU. P. MALAKYAN

The relation between the two-photon adiabatic inversion and the stimulated electronic hyper-Raman scattering in metal vapours is discussed. On this basis an experiment for the observation of adiabatic inversion effect in barium vapours is proposed.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 2, 78—84 (1987)

УДК 535.341

ПЕРЕДАЧА ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОННОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ МЕЖДУ ПРИМЕСНЫМИ ИОНАМИ В СИСТЕМЕ ИАГ—TR^{3+}

Г. Г. ДЕМИРХАНЯН, Ф. П. САФАРЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 10 ноября 1985 г.)

Вычислены вероятности элементарных актов резонансной передачи энергии электронного возбуждения между примесными ионами в системе ИАГ — TR^{3+} ($TR = Yb, Er, Nd$). Рассмотрены как «дальнодействующие» механизмы передачи (индуктивно-резонансный (ИРП), вынужденный диполь-дипольный (ВДП), электрон-фононный (ЭФП)), так и «короткодействующие» механизмы. Показано, что механизм ЭФП (наряду с ВДП и ИРП для ИАГ— Yb^{3+}) приводит к эффективному переносу энергии.

1. Введение

Известно, что к эффективной передаче энергии электронного возбуждения между примесными ионами в конденсированной среде может привести как кулоновское взаимодействие примесных ионов (индуктивно-резонансная передача (ИРП)) [1, 2], так и электрон-фононное взаимодействие