

## ЭФФЕКТЫ ИНТЕНСИВНОСТИ ПРОБНОЙ ВОЛНЫ ПРИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ВОЛНОЙ НАКАЧКИ В РЕЗОНАНСНОЙ СРЕДЕ

А. О. МЕЛИКЯН, В. О. ЧАЛТЫКЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

К. Х. СИМОНЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 10 июля 1986 г.)

Рассматривается прохождение пробных волн через резонансную двухуровневую среду при наличии монохроматического поля накачки. С помощью ранее разработанного метода без предположения о слабости пробных волн получены формулы, описывающие процессы прохождения вне рамок теории возмущений. При этом воздействие среды на поле накачки учитывается только в фазовой модуляции последней. Полученные выражения справедливы также на атомной и «трехфотонной» частотах. Они не применимы лишь для частот пробных волн, близких к частоте накачки.

### Введение

Задача о распространении волн в среде при наличии интенсивной резонансной накачки рассматривалась в целом ряде работ. В работе [1] задача решена для малых времен в случае двухуровневых атомов в линейном приближении по пробной волне и в резонансном приближении по полю накачки. Полученные в [1] результаты не применимы вблизи атомной и трехфотонной частот, что является обычным недостатком теории возмущений или ее видоизмененных форм, что связано с тем, что вблизи резонансов «слабое поле» теряет смысл. Позднее аналогичные вычисления были проведены и в стационарном режиме для различных случаев [2—5].

В настоящей работе преобразованием амплитуд гамильтониан взаимодействия приводится к периодической во времени форме, что позволяет ввести в рассмотрение квазиэнергетические состояния и в уравнениях поля дипольные моменты на частотах пробных волн и поля накачки вычислять методом дифференцирования квазиэнергии по соответствующим параметрам. Задача по полю накачки решается точно, а по пробной волне — при умеренных значениях параметров интенсивности компонент пробной волны (не предполагая пробное поле слабым), которые определяются так:  $|2v_m/v|$ , где  $v_m$  — матричный элемент взаимодействия для  $m$ -компоненты пробной волны,  $v$  — разность частот волны накачки и пробной волны. Выражения для коэффициента поглощения и показателя преломления компонент пробной волны в таком подходе справедливы также в точных резонансах, где значения этих коэффициентов терпят скачок конечной величины, а показатель преломления волны накачки обращается в нуль. Рассмотрены случаи встречных и параллельных волн. В первом случае погло-

щение (усиление) отсутствует во всей области изменения частот, а во втором случае появляется усиление в области частот, не содержащей резонансы.

### 1. Квазиэнергия атома в поле

Уравнения, описывающие двухуровневый атом в классическом поле монохроматической накачки и пробной волны

$$B(x, t) = e^{-i\omega t} [B_0(x) e^{\pm ikx} + \sum_{m \neq 0} B_m(x) e^{i(m\nu t + kx)}] + \text{к. с.},$$

в резонансном приближении имеют вид

$$i\dot{a} = \varepsilon^{i\omega t} V^*(x, t) b, \quad i\dot{b} = \omega_0 b + e^{-i\omega t} V(x, t) a, \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} \hbar V(x, t) &= -(d B_0(x)) e^{\pm ikx} - \sum_{m \neq 0} (d B_m(x)) e^{i(m\nu t + kx)} = \\ &= \hbar (v_0(x) + v_n(\nu, t)) \end{aligned}$$

есть матричный элемент дипольного взаимодействия (знаки «плюс» и «минус» относятся соответственно к случаям параллельных и встречных волн). Слагаемое с  $m = 0$  исключается из суммирования (в противном случае можно перенормировать  $v_0(x)$ ), и имеют место обычные резонансные условия:  $\varepsilon = \omega_0 - \omega \ll \omega$ ,  $m\nu \ll \omega$ .

Преобразованием [6]  $a = a_1$ ,  $b = b_1 \exp(-i\omega t)$  амплитуд уравнения (1) приводятся к виду

$$i\dot{\Phi} = \left[ \begin{pmatrix} 0 & v_0 \\ v & \varepsilon \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & v_n \\ v & 0 \end{pmatrix} \right] = \left[ \hat{H}_0 + \hat{V}(t) \right] \Phi, \quad (2)$$

где  $\Phi = \begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \end{pmatrix}$ , причем  $\hat{V}(t)$  является периодической функцией времени с периодом  $2\pi/\nu$ , что позволяет ввести квазиэнергетические состояния.

Разлагая  $\Phi(t)$  в ряд [7]  $\Phi = \sum_{\alpha} c_{\alpha} \varphi_{\alpha}$  (в этом представлении квазиэнергия по полю накачки вычисляется точно, а по пробной волне — приближенно [8]) и переходя к фурье-представлению, из (2) получим

$$c_{\alpha, n} = (E - n\nu - \lambda_{\alpha})^{-1} \sum_{\beta, m \neq n} V_{\alpha\beta, m-n} c_{\beta, m}. \quad (3)$$

Здесь  $\lambda_{\alpha}$ ,  $\varphi_{\alpha}$  — собственные значения и собственные функции  $\hat{H}_0$ ,  $V_{\alpha\beta, n}$  — матричные элементы  $\hat{V}$  по функциям  $\varphi_{\alpha}$ .

С целью получения аналитических выражений и для повышения точности результатов исследование системы (3) проведем методом Хилла [9], который для квазиэнергии  $E$  дает

$$E = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2} \mp \frac{\nu}{2\pi} \arccos \left[ \cos \left( \pi \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\nu} \right) - 2\pi R \sin \left( \pi \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\nu} \right) \right], \quad (4)$$

где  $\lambda_{1,2} = (1 \mp \sqrt{1 + \alpha_0^2}) (\varepsilon/2)$ ,  $R$  — вычит детерминанта системы (3) в простом полюсе  $E = \lambda_1$ ,  $\alpha_0 = |2v_0/\varepsilon|$  — параметр интенсивности поля накачки.

Воспользуемся разложением  $R$  в ряд (сходимости факториальная) по компонентам пробной волны, ограничившись квадратичными членами,

$$R = \frac{1}{4z\sqrt{1 + \alpha_0^2}} \sum_{m=0} \left[ \frac{(1 + \alpha_0^2/2 - mz) \alpha_0^2}{1 + \alpha_0^2 - m^2 z^2} - \frac{v_0^{*2} v_{-m} v_m}{\varepsilon^4} - \frac{v_0^2 v_m^* v_{-m}^*}{\varepsilon^4} \right], \quad (5)$$

справедливым при значениях параметров интенсивности пробной волны, удовлетворяющих условию  $|2v_m|v = |2v_m/\varepsilon||z| = \alpha_m|z| \leq 1$ , где  $z = v/\varepsilon$ .

Если в спектре пробной волны отличны от нуля только члены с  $m = \pm 1$ , то выражение для квазиэнергии совпадает с результатом [8].

## 2. Распространение волн в среде

Укороченные уравнения Максвелла для распространения волн в двухуровневой резонансной среде имеют вид

$$\frac{\partial B_n}{\partial x} + \frac{1}{c} \frac{\partial B_n}{\partial t} = i \frac{2\pi}{c} \omega N \overline{D(x, t) \exp(-ikx)}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial B_0}{\partial x} = -i \frac{2\pi}{c} \omega N \overline{D(x, t) \exp(ikx)}$$

в случае встречных волн и

$$\frac{\partial}{\partial x} (B_n + B_0) + \frac{1}{c} \frac{\partial B_n}{\partial t} = i \frac{2\pi}{c} \omega N \overline{D(x, t) \exp(-ikx)} \quad (7)$$

в случае параллельных волн. Черта в (6) и (7) означает усреднение по пространственному периоду волны, а  $N$  есть плотность числа атомов среды.

Дипольные моменты вычисляются методом дифференцирования квазиэнергии по соответствующим параметрам и равны

$$D(x, t) = -\hbar \left( e^{\mp ikx} \frac{\partial E}{\partial B_0^*} + e^{ikx} \sum_{m \neq 0} \frac{\partial E}{\partial B_m^*} \right). \quad (8)$$

В случае встречных волн поглощение (усиление) пробной волны отсутствует, а показатели преломления среды для пробной волны и волны накачки соответственно равны

$$n_m(z) = 1 + \frac{c p f(z)}{2\omega \varepsilon (1 + \alpha_0^2)} \left( \frac{\sqrt{1 + \alpha_0^2} - 1 - \alpha_0^2/2}{mz - \sqrt{1 + \alpha_0^2}} - \frac{\sqrt{1 + \alpha_0^2} + 1 + \alpha_0^2/2}{mz + \sqrt{1 + \alpha_0^2}} \right), \quad (9)$$

$$n_0(z) = 1 + \frac{c p f(z)}{\omega \varepsilon \sqrt{1 + \alpha_0^2}}, \quad (10)$$

где  $p = 2\pi \omega N |d|^2 / ch$ , а функция  $f(z)$  определяется выражением

$$f(z) = \frac{|\sin(\pi \sqrt{1 + \alpha_0^2} / z)|}{\{1 - [\cos(\pi \sqrt{1 + \alpha_0^2} / z) - 2\pi R \sin(\pi \sqrt{1 + \alpha_0^2} / z)]^2\}^{1/2}}. \quad (11)$$

Наличие модуля в (11) связано с выбором определенной ветви квазиэнергии: выбирается та ветвь, на которой квазиэнергия обращается в нуль при выключении взаимодействия. Благодаря наличию фактора  $f(z)$ ,  $n_m(z)$ , очевидно, не имеет полюсов при  $mz = \pm \sqrt{1 + \alpha_0^2}$ , а  $n_0(z) = 1$ , т. е. фазовая модуляция волны накачки отсутствует.

В предположении о том, что в спектре пробной волны отличны от нуля лишь члены с  $m = \pm 1$  и что имеет место условие  $B_0^* B_{-1} = B_0 B_1^*$ , получим

$$R = \frac{\alpha_1^2}{2z \sqrt{1 + \alpha_0^2} (1 + \alpha_0^2 - z^2)}.$$

Для этого случая на рис. 1 и 2 приведены графики функций  $\Delta n_0 / \Delta n'_0$ ,  $\Delta n_1 / \Delta n'_0$  (сплошные линии) и функции  $\Delta n_1 / \Delta n'_0$ , полученной

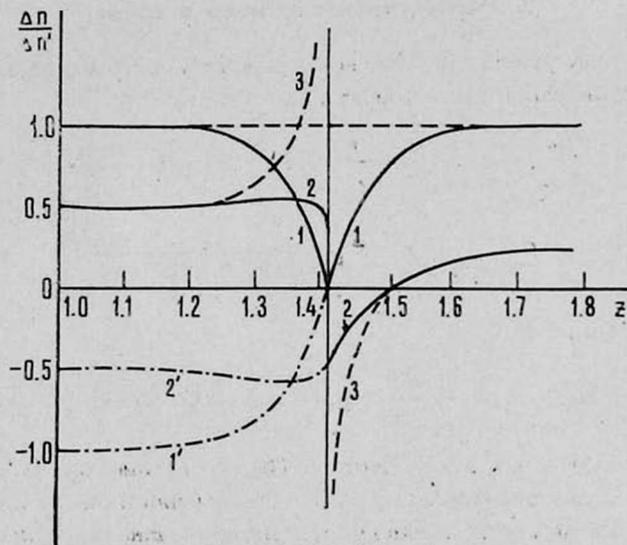


Рис. 1. Зависимости  $\Delta n_0 / \Delta n'_0$  (кривая 1),  $\Delta n_1 / \Delta n'_0$  (кривая 2) и  $\Delta n_1 / \Delta n'_0$  (кривая 3) от  $z$  в области  $z = \sqrt{1 + |\alpha_0|^2}$  при значениях параметров  $|\alpha_0| = 1$ ,  $|\alpha_1| = 0,1$ . Кривые 1' и 2' соответствуют другой ветви квазиэнергии.

в работе [1] (пунктирные линии), в области трехфотонной частоты ( $\Delta n'_0 = n'_0 - 1$ ,  $n'_0$  определяется формулой (9) при  $f(z) = 1$  [1]). Конечно, скачок  $\Delta n_1$  и излом  $\Delta n_0$  на трехфотонной частоте объясняются выбором ветви квазиэнергии, о чем говорилось выше. Скачок и излом исчезают, если при прохождении через точный резонанс переходить на другую ветвь квазиэнергии (штрих-пунктирные линии).

В случае параллельных волн имеем

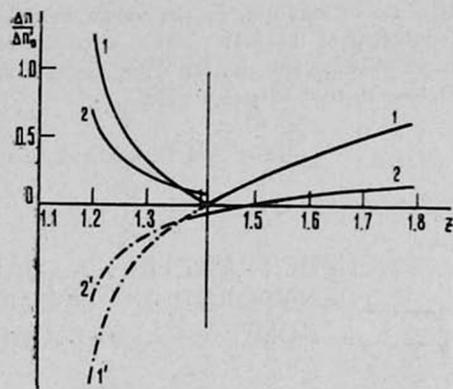
$$B_m(x) = A_{1,m} \exp\left\{\frac{p r_1 x}{\varepsilon \sqrt{1 + \alpha_0^2}}\right\} + A_{2,m} \exp\left\{\frac{p r_2 x}{\varepsilon \sqrt{1 + \alpha_0^2}}\right\},$$

$$A_{1,2,m} = \left( \frac{1}{2} \mp i \frac{m^2 z^2 - \alpha_0^2/2}{2mz \sqrt{\alpha_0^2 - m^2 z^2}} \right) B_m(0) \pm \pm i \frac{\alpha_0^2/2}{2mz \sqrt{\alpha_0^2 - m^2 z^2}} B_{-m}^*(0), \quad (12)$$

$$r_{1,2} = f(z) \left\{ i - \frac{mz(i \pm \sqrt{\alpha_0^2 - m^2 z^2})}{1 + \alpha_0^2 - m^2 z^2} \right\}.$$

Как следует из (12), в этом случае возникает усиление в области частот  $z^2 < \alpha_0^2/m^2$ , но поскольку метод применим при условии  $\alpha_m^2/z^2 \ll 1$ , то нельзя говорить об усилении пробной волны, когда  $\alpha_m \sim \alpha_0/m$ .

Рис. 2. Зависимости  $\Delta n_0/\Delta n'_0$  (кривая 1) и  $\Delta n_1/\Delta n'_0$  (кривая 2) от  $z$  в области  $z = \sqrt{1 + |\alpha_0|^2}$  при  $|\alpha_0|=1$ ,  $|\alpha_1|=1$ . Кривые 1'1 и 2'2 соответствуют другой ветви квазиэнергии.



Отметим, что все формулы, оставаясь из-за наличия фактора  $f(z)$  конечными на атомной и трехфотонной частотах, вдали от резонансов в пределе  $\alpha_m \ll 1$  полностью совпадают с результатами работы [1].

В заключение авторы выражают благодарность М. Л. Тер-Микаеляну за полезные обсуждения и внимание к работе.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Арутюнян В. М., Канцян Е. Г., Чалтыкян В. О. ЖЭТФ, 59, 195 (1970).
2. Mollow B. R. Phys. Rev., A7, 1319 (1979).
3. Кирьянов Ю. Ф. и др. Квантовая электроника, 8, 1734 (1981).
4. Boyd R. W. et al. Phys. Rev., A24, 411 (1981).
5. Zhang P. L., Wang Y. G., Schawlow A. L. Opt. Soc. Am., B1, 9 (1984).
6. Меликян А. О., Симонян К. Х. Тезисы докладов Совещания по преобразованию частоты лазерного излучения. Красноярск, 1977, с. 72.
7. Симонян К. Х. Изв. АН АрмССР, Физика, 14, 10 (1979).
8. Меликян А. О., Симонян К. Х. Изв. вузов СССР, Физика, № 8, 23 (1980).
9. Меликян А. О. Квантовая электроника, 4, 429 (1977).

ՓՈՐՁՆԱԿԱՆ ԱԼԻՔԻ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅԱՆ ԷՖԵԿՏՆԵՐԸ ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ ՄՂՈՂ ԱԼԻՔԻ ՀԵՏ ՊԱՐԱՄԵՏՐԱԿԱՆ ՓՈԽԱԶԳԵՑՈՒԹՅԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ

Ա. Հ. ՄԵԼԻԿՅԱՆ, Վ. Հ. ԶԱԹԻԿՅԱՆ, Կ. Խ. ՍԻՄՈՆՅԱՆ

Դիտարկվում է անդամաձևային երկմակարդակ միջավայրով փորձնական ալիքների անջրմար մղող մոնոքրոմատիկ զաշտի առկայության դեպքում: Առանց փորձնական ալիքների

Քույլ լինելու ենթադրության խտրումների տեսության շրջանակներից դուրս ստացվել են անցման երևույթները նկարագրող բանաձևեր, ընդ որում միջավայրի ազդեցությունը մղող դաշտի վրա հաշվի է առնված միայն վերլինիս փուլային մոդուլյացիայում: Ստացված արտահայտությունները ճիշտ են նաև ատոմային և էռաֆոտոնային հաճախությունների համար: Նրանք կիրառելի չեն միայն մղող դաշտի հաճախությունը մոտ գտնվող փորձնական արիֆեկտի հաճախությունների համար:

## EFFECTS OF PROBING WAVE INTENSITY IN PARAMETRIC INTERACTION WITH PUMP WAVE IN A RESONANCE MEDIUM

A. O. MELIKYAN, V. O. CHALTYKYAN, K. Kh. SIMONYAN

The propagation of probing wave in a resonance two-level medium in the presence of monochromatic pump field is considered. By means of an earlier proposed method, without the assumption of probe field weakness, some formulae describing the propagation processes were obtained out of the perturbation theory framework. The influence of medium on the pump field was taken into account only as the phase modulation of the latter. The obtained expressions are also valid at atomic and „three-photon“ frequencies. They are not applicable only for probing wave frequencies close to that of pump field.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 6, 308—312 (1987)

УДК 535.2;621.373.8

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ АДИАБАТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА В ТРЕХУРОВНЕВОЙ СРЕДЕ В ОКРЕСТНОСТИ ТОЧКИ КОМПЕНСАЦИИ ЛИНЕЙНОЙ ДИСПЕРСИИ

Г. Г. ГРИГОРЯН, А. О. МЕЛИКЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 22 июня 1986 г.)

Показано, что при распространении адиабатического импульса в трехуровневой среде в окрестности точки компенсации линейной дисперсии эффекты фазовой модуляции становятся незначительными и сильное изменение претерпевает только огибающая импульса.

Распространение интенсивного электромагнитного импульса через нелинейную резонансную среду сопровождается фазовой и амплитудной модуляциями, которые существенно затрудняют наблюдение других нелинейных процессов. Сильное уширение спектра, вызванное укрупнением переднего фронта (образование ударной волны), приводит к когерентному излучению на частоте атомного перехода [1]. Как отмечено в [2], самоукрупнение импульса обусловлено не только зависимостью скорости распространения импульса от интенсивности, но и фазовой самомодуляцией, причем второй механизм часто оказывается сильнее.

С этой точки зрения изучение системы, в которой эффекты фазовой самомодуляции были бы пренебрежимо малы, представляет определенный интерес. Примером такой системы служат атомы щелочных металлов, обладающих дублетно расщепленным возбужденным состоянием. Внутри дублета может выполняться условие компенсации дисперсии [3—8], т. е.