

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДВУХ ВОЛН В РЕЗОНАНСНОЙ СРЕДЕ С УЧЕТОМ РЕЛАКСАЦИЙ

Н. В. ШАХНАЗАРОВА

Исследовано прохождение слабого монохроматического излучения через резонансную среду в присутствии сильного монохроматического поля с учетом поперечной и продольной релаксаций. Рассмотрен случай малых релаксаций. Для времен релаксаций, сравнимых с характерными временами, численными методами получены кривые зависимости коэффициентов усиления от частоты при различных значениях параметров интенсивности для фталоцианина ванадия. Учет релаксаций приводит к появлению порога для усиления трехфотонной и атомной частот.

Процессы взаимодействия двух волн (сильной и слабой) в резонансных средах достаточно подробно изучены в случае, когда времена релаксации много больше всех характерных времен [1]. Данные экспериментов по изучению нелинейных явлений в парах щелочных металлов, где ширина резонансной линии достаточно мала, находятся в согласии с теорией (см., напр. [2, 3]).

Однако в жидкостях и твердых телах ширины линий могут быть соизмеримы с расстройкой и их учет в теоретических расчетах уже необходим. В настоящей работе учтены как поперечная, так и продольная релаксации.

Исходим из обычных квазиклассических уравнений, описывающих прохождение излучения через резонансную среду (см., напр. [4]),

$$\begin{aligned} -\frac{\partial A_1}{\partial x} + \frac{1}{c} \frac{\partial A_1}{\partial t} &= \frac{2\pi i}{\omega} M e^{+ikx} \rho, \\ \frac{\partial A_2}{\partial x} + \frac{1}{c} \frac{\partial A_2}{\partial t} &= \frac{2\pi i}{\omega} M e^{-ikx} \rho, \end{aligned} \tag{1}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + (i\varepsilon + 1/\tau_1) \rho = -\frac{i\Delta}{\hbar c} [A_1 e^{ikx} M^* + A_2 e^{-ikx} M^*],$$

$$\frac{\partial \Delta}{\partial t} + \frac{\Delta + n_0}{\tau_2} = \frac{2i\rho^* M^*}{\hbar c} [A_1 e^{ikx} + A_2 e^{-ikx}] + k.c.,$$

где A_1 — векторный потенциал монохроматической волны, распространяющейся в отрицательном направлении оси x . A_2 — векторный потенциал слабой волны, распространяющейся вдоль положительного направления оси x . ρ , Δ , M и ε определяются как в [4], τ_1 и τ_2 — соответственно времена поперечной и продольной релаксации.

Ищем решение системы (1) следующим образом: пусть сначала среде есть только сильная монохроматическая волна A_1 ; ищем стационарные решения системы, т. е. считаем $\frac{\partial \rho_1}{\partial t} = \frac{\partial \Delta_1}{\partial t} = 0$, тогда

$$\rho_1 = -\frac{i\Delta_1 M^*}{\hbar c (i\varepsilon + 1/\tau_1)} A_1 e^{ikx}, \quad (2)$$

$$\Delta_1 = -\frac{\Delta_0}{1 + \xi}. \quad (3)$$

Здесь Δ_0 — начальная плотность инверсной населенности, $\xi = \frac{\tau_2}{\tau_1} \times \frac{4|M|^2|A_1|^2}{\hbar^2 c^2 (\varepsilon^2 + 1/\tau_1^2)}$ — безразмерный параметр интенсивности, отличающийся от ξ , определенного в [1], множителем τ_2/τ_1 .

Теперь пусть $A_2 \neq 0$ и $A_2 \ll A_1$. Решения системы (1) представим в виде

$$\rho = \rho_1 + \rho_2 \quad \text{и} \quad \Delta = \Delta_1 + \Delta_2, \quad (4)$$

где ρ_1 и Δ_1 это решения системы (1) при $A_2 = 0$, а ρ_2 и Δ_2 — величины того же порядка малости, что и A_2 . Подставляя (4) в (1) и учитывая (2) и (3), получим для ρ_2 и Δ_2 уравнения, которые после линеаризации относительно величин A_2 , ρ_2 и Δ_2 принимают следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + (i\varepsilon + 1/\tau_1) \rho_2 &= -\frac{i\Delta_1 M^*}{\hbar c} A_2 e^{-ikx} - \frac{i\Delta_2 M^*}{\hbar c} A_1 e^{ikx}, \\ \frac{\partial \rho_2^*}{\partial t} + (-i\varepsilon + 1/\tau_1) \rho_2^* &= \frac{i\Delta_1 M}{\hbar c} A_2^* e^{ikx} + \frac{i\Delta_2 M}{\hbar c} A_1^* e^{-ikx}, \\ \frac{\partial \Delta_2}{\partial t} + \frac{\Delta_2}{\tau_2} &= \frac{2iM^*}{\hbar c} [\rho_1^* A_2 e^{-ikx} + \rho_2^* A_1 e^{ikx}] + k.c. \end{aligned} \quad (5)$$

Исключая Δ_2 и ρ_2^* и усредняя по пространственному периоду волны, находим уравнение для ρ_2 . Решение этого уравнения и уравнения для A_2 из системы (1) ищем в виде

$$\rho_2(t) = \rho_2(0) e^{i\lambda t}, \quad A_2(t) = A_2(0) e^{i\lambda t}, \quad (6)$$

где $\lambda = \omega' - \omega$ (ω' и ω соответственно частоты сильной и слабой волн). Подставляя (6) в уравнение для A_2 , получаем

$$\frac{\partial A_2}{\partial x} + i \frac{\lambda}{c} A_2 = -p \frac{f_1(\lambda)}{f_2(\lambda)} A_2, \quad (7)$$

где

$$f_1(\lambda) = \lambda^2 + i\lambda[(i\varepsilon + 1/\tau_1)(1 + \xi/2) - 2/\tau_1 - 1/\tau_2] + 1/\tau_2(i\varepsilon + 1/\tau_1), \quad (8)$$

$$\begin{aligned} f_2(\lambda) = i\lambda^3 + \lambda^2(2/\tau_1 + 1/\tau_2) - i\lambda \left[2/\tau_1\tau_2 + (\varepsilon^2 + 1/\tau_1^2) \left(1 + \frac{\tau_1}{\tau_2} \xi \right) \right] - \\ - 1/\tau_2(\varepsilon^2 + 1/\tau_1^2)(1 + \xi) \end{aligned}$$

и

$$p = \frac{2\pi\Delta_0|M|^2}{\hbar\omega c(1 + \xi)}.$$

Коэффициент усиления

$$k = -2p \frac{\operatorname{Re}(f_1 \cdot f_2)}{|f_2|^2}. \quad (9)$$

Рассмотрим сначала случай малых релаксаций $1/\tau_1, 1/\tau_2 \ll \varepsilon \sqrt{1 + \frac{\tau_1}{\tau_2} \xi}$.

Пусть $\tau_1 = \tau_2 = \tau$ и $\tau \rightarrow \infty$, коэффициент усиления имеет δ -образные особенности на двух частотах

$$k = -\frac{\pi p}{(1 + \xi)^{1/2}} \left[(\sqrt{1 + \xi} - 1 - \xi/2) \delta(\lambda - \varepsilon \sqrt{1 + \xi}) + (\sqrt{1 + \xi} + 1 + \xi/2) \delta(\lambda + \varepsilon \sqrt{1 + \xi}) \right]. \quad (10)$$

Как видно из (10), на трехфотонной частоте $\lambda_1 = \varepsilon \sqrt{1 + \xi}$ имеется усиление, а на атомной $\lambda_2 = -\varepsilon \sqrt{1 + \xi}$ — поглощение. То есть физическая картина та же, что и в [1], но отличается от k в [1] лишним множителем $\sqrt{1 + \xi}$ в знаменателе, в результате чего $k \rightarrow 0$ при $\xi \gg 1$. Это отличие обусловлено тем, что для сильной волны решена чисто стационарная задача (см. формулы (2) и (3)).

Пусть теперь выполняется условие $1/\tau_2 \ll 1/\tau_1 \ll \varepsilon$ (как, например, в парах щелочных металлов). Как и в первом случае, имеется поглощение на атомной и усиление на трехфотонной частотах. Если $\xi \sim 1$,

то $\frac{\tau_1}{\tau_2} \xi \ll 1$ и

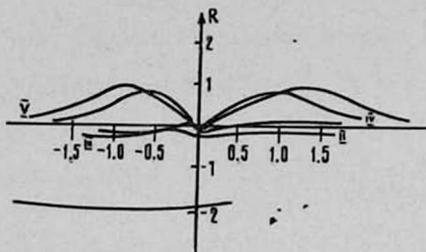
$$k = \frac{\pi p}{(1 + \xi)} \frac{\tau_2}{\tau_1} [\xi \delta(\lambda - \varepsilon) - (4 + \xi) \delta(\lambda + \varepsilon)]. \quad (11)$$

Если же $\frac{\tau_1}{\tau_2} \xi \sim 1$, то $\xi \gg 1$ и

$$k = \frac{\pi p \xi \left(1 + \frac{\tau_1}{2\tau_2} \xi\right)}{\sqrt{1 + \frac{\tau_1}{\tau_2} \xi}} \left[\delta\left(\lambda - \varepsilon \sqrt{1 + \frac{\tau_1}{\tau_2} \xi}\right) - \delta\left(\lambda + \varepsilon \sqrt{1 + \frac{\tau_1}{\tau_2} \xi}\right) \right]. \quad (12)$$

Наконец, рассмотрим случай $1/\tau_1, 1/\tau_2 \sim \varepsilon$. Наличие релаксаций приводит к появлению порога для усиления трехфотонной и атомной частот. На вычислительной машине получены кривые зависимости коэффициентов усиления от частоты при различных значениях параметра ξ для фталоцианина ванадия, у которого $\tau_1 = 0,8 \cdot 10^{-13}$ сек и $\tau_2 = 1,8 \times 10^{-10}$ сек [5], а $\varepsilon = 0,75 \cdot 10^{13}$ 1/сек. На рисунке представлены эти кривые. I соответствует случаю с $\xi = 0$. Имеется только поглощение на атомной частоте, II кривая — при $\xi = 1,5$, что соответствует энергии сильной волны $W = 0,04$ дж. III — при $\xi = 2$ и $W = 0,05$ дж, уже имеется усиление как трехфотонной, так и атомной частот. Последнее обусловлено тем, что длительность импульса много больше релаксации и атомы успевают спонтанно вернуться в основное состояние с излучением фотона. IV — при $\xi = 18$, т. е. $W = 0,5$, максимумы

сильно раздвигаются. V кривая соответствует $\xi = 75$ и энергии падающего излучения в 1 дж.



Из рисунка видно, что с ростом ξ максимумы коэффициентов усиления раздвигаются, что может облегчить наблюдение этих максимумов на эксперименте.

В заключение приношу благодарность В. М. Арутюняну за внимание к работе и за полезные обсуждения.

Институт физических исследований
АН АрмССР

Поступила 6.XII.1971

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. М. Арутюнян, Е. Г. Канецян, В. О. Чалтыкян, ЖЭТФ, 59, 195 (1970).
2. В. М. Арутюнян, Н. Н. Бадалян, В. А. Ирадян, М. Е. Мовсесян, ЖЭТФ 58, 40 (1970), ДАН АрмССР, 49, 28 (1969).
3. Н. Н. Бадалян, В. А. Ирадян, М. Е. Мовсесян, ЖЭТФ, письма, 8, 518 (1968).
4. А. Л. Микаелян, М. Л. Тер-Микаелян, Ю. Г. Турков, Оптические генераторы на твердом теле, Изд. Сов. радио (1967).
5. М. Л. Тер-Микаелян, Ю. С. Чилиндарян и др., Ученые записки ЕГУ, 104, 99 (1967).

ԵՐԿՈՒ ԱՒԻՔՆԵՐԻ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՑԻՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

Ն. Վ. ՇԱԿՆԱՋԱՐՈՎԱ

Քննարկված է թույլ ոչ մոնոխրոմատիկ ճառագայթման անցումը ռեզոնանսային միջավայրով՝ ուժեղ մոնոխրոմատիկ դաշտի ներկայությամբ, երբ հաշվի է առնված լայնական և երկայնական ռելակսացիաները: Դիտարկված է փոքր ռելաքսացիաների դեպքը: Մեծ ռելակսացիաների դեպքում թվային մեթոդներով ստացված են հաճախությունից կախված ուժեղացման գործակցի կորերը ինտենսիվության պարամետրի տարբեր արժեքների համար: Վանադիումի ֆտալոցիանինի համար ռելակսացիաների հաշվառումը բերում է երեքֆոտոնային և տոտային հաճախությունների ուժեղացման շեմի առաջացմանը:

AN INTERACTION OF TWO WAVES IN THE RESONANT MEDIUM

N. V. SHAKHNASAROWA

The passing of weak nonmonochromatic radiation through a resonant medium in the presence of strong monochromatic field is discussed when the transverse and longitudinal relaxations are considered.

The case of short relaxation times is considered.

In the case of long relaxation times the frequency-dependent gain curves are obtained for vanadium phtalocianine by numerical methods at various values of intensity parameters.

The consideration of relaxations leads to the appearance of a threshold for the amplifications of three photon and atomic frequencies.