Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 1, 3–8 (1988)

УДК 621.373.826; 535.375.5; 621.375.8

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ЭВОЛЮЦИЯ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ СВЕТА ПРИ КОМБИНАЦИОННОМ РАССЕЯНИИ

В. М. АРУТЮНЯН, Н. Ш. БАДАНЯН, А. А. ЧАХМАХЧЯН, Н. В. ШАХНАЗАРЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 30 марта 1986 г.)

Исследована динамика вынужденного комбинационного рассеяния на электронных уровнях в условиях когерентного распространения импульсов накачки и Стокса. Соотношение между интенсивностями волн на входе в среду произвольно. Произвольна также форма импульсов на входе в среду. Показано, что в результате взаимодействия со средой вся энергия накачки переходит в энергию стоксовой волны. Перекачка происходит с осцилляциями интенсивностей волн.

Когерентное комбинационное рассеяние (КР) пикосекундных импульсов света является эффективным методом исследования релаксационных констант комбинационно-активных переходов в различных средах. Кроме чисто исследовательских целей КР может быть использовано также для получения широко перестраиваемых ультракоротких импульсов света [1—5] с длительностью короче длительности накачки [6—8].

Теория нестационарного вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) была разработана в работах [9—12]. В них показано, что при условии сохранения фаз рассеивающих центров происходит замедленное усиление интенсивности стоксовой волны. В теоретических работах когерентное КР рассматривалось в основном для ситуаций, когда населенности уровней меняются мало [10, 11], поле накачки задано, интенсивность стоксового импульса много меньше интенсивности накачки [4, 8, 13], когда происходит существенное нестационарное перераспределение молекул (атомов) по уровням для импульсов большой мощности [14—17]. В последнем случае возможны специфические режимы ВКР [14, 15], не сопровождающиеся усилением стоксовой волны.

Наибольший интерес представляет исследование нестационарного двухфотонного взаимодействия ультракоротких импульсов света со средой при одновременном учете движения населенностей уровней и произвольного соотношения интенсивностей возбуждающей и рассеянной волн. Немало работ посвящено рассмотрению режима самоиндуцированной прозрачности при точном двойном резонансе, для которого заранее предполагается стационарность распространения и задается форма импульса на входе в среду [18—20]. Установлено, что при вынужденном электронном комбинационном рассеянии возможно существование двух одновременных стационарных импульсов с разными частотами, но одинаковыми скоростями, так называемых симултонов, проходящих через среду без изменения формы и без потерь. При определенных условиях возможен захват стоксовой волны, что по мере распространения в среде приводит к полной перекачке энергии в стоксову волну [20].

Кинетика и спектр КР при учете истощения накачки, изменения населенностей уровней начального и конечного состояний и эффектов распространения возбуждающей и рассеиваемой волн в условиях, когда длительности импульсов короче времен релаксации среды, исследованы в [21] путем численного анализа уравнений полуклассической теории для ступенчатого импульса. Стоксово рассеяние при этом представляет собой серию последовательных затухающих импульсов с высокочастотной модуляцией.

В настоящей работе исследуется динамика вынужденного комбинационного рассеяния на электронных уровнях (ВЭКР) в условиях когерентного распространения световых импульсов при произвольном соотношении интенсивностей возбуждающей и стоксовой волн. В [22] аналогичная задача решена с точки зрения кооперативного комбинационного рассеяния. В отличие от [22] нами решена задача для общего случая, без задания формы импульса на входе в среду.

Рассмотрим трехуровневый атом Λ-конфигурации (см. рис. 1), нахо-

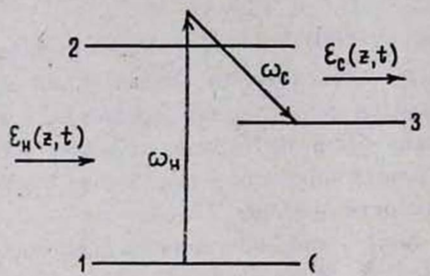


Рис. 1. Схема уровней трехуровневого атома: импульс накачки $E_н$ (t, z) резонансен с переходом из основного состояния 1 в 2, а стоксова волна E_c (t, z) резонансна с переходом $2 \rightarrow 3$.

дящийся в поле двух волн, распространяющихся вдоль оси z:

$$\mathbf{F} = \mathbf{E}_н(z, t)\, e^{-i\omega_н t + ik_н z} + \mathbf{E}_c(z, t)\, e^{-i\omega_c t + ik_c z} + \text{к. с.} \tag{1}$$

Центральные частоты импульсов резонансны с частотами атомных переходов: $\omega_н$ близка к частоте ω_{12} атомного перехода $1 \rightarrow 2$, ω_c близка к частоте ω_{23} перехода $2 \rightarrow 3$.

Волновая функция рассматриваемой системы в приближении дипольного взаимодействия с внешним полем удовлетворяет уравнению Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = (H_0 - \mathbf{d}\,\mathbf{F})\,\Psi. \tag{2}$$

Здесь H_0 — оператор невозмущенной системы, $\mathbf{d}$ — оператор дипольного момента.

Представив волновую функцию в виде разложения по собственным функциям невозмущенной системы и сделав соответствующие преобразования, для атомных амплитуд $a\ (t, z)$, $b\ (t, z)$ и $c\ (t, z)$ состояний 1, 2 и 3 получим уравнения, которые вместе с укороченными уравнениями Максвелла для медленно меняющихся по координате и времени амплитуд $E_н(t, z)$ и $E_c(t, z)$ составляют самосогласованную замкнутую систему уравнений

$$\frac{\partial E_н}{\partial z} + \frac{1}{c}\frac{\partial E_н}{\partial t} = i\frac{2\pi N \omega_н d_1^*}{c} a^*(t, z)\, b(t, z).$$

$$\frac{\partial E_c}{\partial z} + \frac{1}{c}\frac{\partial E_c}{\partial t} = i\frac{2\pi N \omega_c d_2^*}{c} c^*(t, z)\, b(t, z). \tag{3}$$

Предположим, что расстройка резонанса $\varepsilon_н = \omega_н - \omega_{12}$ велика, так что $|\dot{b}| \ll |\varepsilon_н b|$. Тогда, определив выражения для $a(t, z)$, $b(t, z)$ и $c(t, z)$ по теории возмущений и подставив их в (3) для амплитуд полей $E_н$ и E_c в волновых переменных η и $\xi = t - z/c$, получим следующую систему уравнений:

$$\frac{\partial E_н(\xi, \eta)}{\partial \eta} = -\frac{2\pi N \omega_н |d_1|^2}{c\hbar\, \varepsilon_н}\Big[i|a_0|^2 E_н(\xi, \eta) + \frac{n_0 |d_2|^2}{\hbar^2 \varepsilon_н} E_c(\xi, \eta)\int\limits_{-\infty}^{\xi} E_н E_c^* d\xi'\Big],$$

$$\frac{\partial E_c(\xi, \eta)}{\partial \eta} = -\frac{2\pi N \omega_c |d_2|^2}{c\hbar\, \varepsilon_н}\Big[i|c_0|^2 E_c(\xi, \eta) - \frac{n_0 |d_1|^2}{\hbar^2 \varepsilon_н} E_н(\xi, \eta)\int\limits_{-\infty}^{\xi} E_c E_н^* d\xi'\Big]. \tag{4}$$

Здесь $n_0 = |a_0|^2 - |c_0|^2$ — начальная разность населенностей уровней атома. Легко видеть, что система имеет интеграл движения — закон сохранения числа квантов (закон Мэнли-Роу) —

$$\omega_c |E_н(\xi, \eta)|^2 + \omega_н |E_c(\xi, \eta)|^2 = \lambda(\xi). \tag{5}$$

Введем функцию

$$R(\xi, \eta) = E_н(\xi, \eta) E_c^*(\xi, \eta) \exp\left\{i\frac{2\pi N}{c\hbar\, \varepsilon_н}[\omega_c |d_2|^2 |c_0|^2 - \omega_н |d_1|^2 |a_0|^2]\eta\right\}. \tag{6}$$

Пользуясь (4), (5), для нее получим уравнение

$$\frac{\partial R(\xi, \eta)}{\partial \eta} = \beta n_0 \sqrt{\lambda^2(\xi) - 4\omega_1 \omega_2 |R(\xi, \eta)|^2}\int\limits_{-\infty}^{\xi} R(\xi', \eta)\, d\xi', \tag{7}$$

где

$$\beta = 2\pi N |d_1|^2 |d_2|^2 / c\hbar^3 \varepsilon_н^2.$$

Примем, что на входе в среду импульсы стоксовой волны и волны накачки подобны: $E_c(\xi, 0) = \gamma E_н(\xi, 0)$. Тогда из вещественности уравнения (7) и начального условия на $R(\xi, 0)$ ($R(\xi, 0) = \gamma |E_н(\xi, 0)|^2$) следует, что функция $R(\xi, \eta)$ при любых η также вещественна. В силу сказанного $R(\xi, \eta)$ можно искать в виде

$$R(\xi, \eta) = \frac{\lambda(\xi)}{2\sqrt{\omega_{\text{н}}\omega_{\text{c}}}} \sin\Phi(\xi, \eta). \tag{8}$$

Тогда для новой функции $\Phi(\xi, \eta)$ в переменных η и $\theta = \beta |n_0|^2 \int\limits_{-\infty}^{\xi} \lambda(\xi')\, d\xi'$

получаем уравнение

$$\frac{\partial^2 \Phi(\eta, \theta)}{\partial\eta\, \partial\theta} = (\operatorname{sign} n_0) \sin\Phi(\eta, \theta) \tag{9}$$

с граничным условием

$$\sin\Phi(0, \theta) = \sin\Phi_0 = \frac{2\sqrt{\omega_{\text{н}}\omega_{\text{c}}}\,\gamma}{\omega_{\text{c}} + \omega_{\text{н}}\gamma^2}. \tag{10}$$

Уравнение (9), известное под названием синус-Гордона, с постоянным граничным условием впервые было решено численно для усиливающей среды в работе [24], а затем были найдены асимптотические решения для поглощающей двухуровневой среды в [25]. Все они сводились к одному: решение имеет вид затухающих осцилляций, асимптотически стремящихся к π. В работе [22] при рассмотрении процесса кооперативного комбинационного рассеяния также было получено уравнение синус-Гордона в волновых переменных. При этом предполагалось, что возбуждающее поле имеет ступенчатую начальную форму. Мы же не делаем никаких предположений относительно формы входного импульса.

Перейдем от пары переменных η и θ в уравнении (9) к так называемой автомодельной переменной $y = 2\sqrt{\eta\theta}$; $\Phi(\eta, \theta) = f(2\sqrt{\eta\theta}) = f(y)$ Такая замена правомерна ввиду одинаковых граничных условий на $\Phi(\eta, \theta)$ и $f(y)$: $\Phi(0, \theta) = f(0)$. После простой подстановки уравнение (9) сведется к дифференциальному уравнению в полных производных

$$f'' + \frac{1}{y} f' - (\operatorname{sign} n_0) \sin f = 0 \tag{11}$$

с начальными условиями

$$f(0) = f_0 = \Phi_0, \ \lim_{y \to 0} y f'(y) = 0. \tag{12}$$

Пользуясь определением $\Phi(\eta, \theta)$ и интегралом движения, $E_{\text{н}}$ и E_{c} можно выразить через $\Phi(\eta, \theta)$:

$$\begin{aligned} |E_{\text{н}}(\eta, \xi)|^2 &= \frac{\lambda(\xi)}{\omega_{\text{c}}^2} \cos^2 [\Phi(\eta, \xi)/2], \\ |E_{\text{c}}(\eta, \xi)|^2 &= \frac{\lambda(\xi)}{\omega_{\text{н}}^2} \sin^2 [\Phi(\eta, \xi)/2]. \end{aligned} \tag{13}$$

$f = n\pi$ являются стационарными решениями уравнения (11). Анализ показывает, что значения $2k\pi$ $(k = 0, 1, 2, \cdots)$ являются неустойчивыми решениями, а $(2k+1)\pi$ — устойчивыми решениями уравнения (для $(\operatorname{sign} n_0) > 0$). Согласно (13) устойчивым решениям соответствует такое состояние, когда интенсивность стоксовой компоненты поля максимальна и равна $\lambda(\xi)/\omega_н^2$, а накачка отсутствует. Отметим, что если $f(y)$ является решением уравнения (11), то и $f(y)+2\pi$ также является решением, так что уравнение можно исследовать только в области $0 \leqslant f(y) \leqslant 2\pi$.

Разложим $f(y)$ вблизи любого начального значения $f_0: f(y) = f_0 + \varphi(y)$, где $\varphi(y) \ll f_0$. Линеаризовав уравнение относительно $\varphi(y)$ и найдя решение для него с учетом начальных условий, получим

$$f(y) = f_0 + \operatorname{tg} f_0 [I_0(\sqrt{(\operatorname{sign} n_0)\cos f_0}\, y) - 1], \tag{14}$$

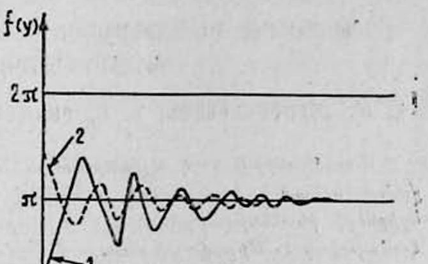
I_0—модифицированная функция Бесселя нулевого порядка.

Из полученного выражения следует, что $\operatorname{sign} n_0$ и значение f_0 существенным образом влияют на поведение $f(y)$. Если до взаимодействия излучения с веществом атомы специальным образом не возбудить, то они находятся в основном состоянии и $\operatorname{sign} n_0 > 0$. В дальнейшем мы будем полагать n_0 положительным. Что же касается f_0, то когда $0 \leqslant f_0 < \pi/2$ и $3\pi/2 < f_0 < 2\pi$, с ростом y, согласно (14), $f(y)$ растет как $(\exp y)/\sqrt{y}$. Так как $y = 2\sqrt{\eta\theta}$, рост $f(y)$ с η происходит замедленно, „летаргически". Этот результат хорошо известен для случая, когда интенсивность стоксовой волны меньше интенсивности накачки и не учитывается обратная перекачка энергии в волну накачки. Когда $\pi/2 < f \leqslant 3\pi/2$, $f(y)$ начинает осциллировать как $J_0(\sqrt{|\cos f_0|}\, y)$. При $f_0 = \pi \pm \alpha$ $(\alpha \ll \pi)$ вместо (14) можно писать

$$f(y) = \pi \pm \alpha J_0(y). \tag{15}$$

При больших y $f(y)$ стремится к π с затухающей осцилляцией как $(\cos y)/\sqrt{y}$.

Рис. 2. Результаты численного анализа уравнения (11). Кривая 1 получена при начальном условии $f(0) = 1/6\ \pi$, кривая 2 — при $f(0) = 3/2\ \pi$.



Нами проведен численный анализ уравнения (11) без каких-либо предположений относительно величины $f(y)$. На рис. 2 представлены результаты этого анализа для нескольких значений f_0. Как видно из рисунка, при любом начальном значении f_0 функция, осциллируя, стремится к π. Согласно (13) затухающие осцилляции означают перекачку энергии из одной волны в другую, а стремление к π, как уже отмечалось, приводит к тому, что суммарная энергия волн перекачивается в результате взаимодействия в стоксову волну. Если начально атомы были возбуждены, такое когерентное нестационарное взаимодействие приведет к тому, что вся суммарная энергия волн, осциллируя, перекачается в волну накачки.

Таким образом, в пренебрежении движением населенностей динамика комбинационного рассеяния на электронных переходах такова, что происходит перекачка всей энергии накачки в стоксову волну.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Djeu N.* Appl. Phys., 35, 663 (1979).
2. *Murray J. R.* et. al. IEEE, QE—15, 342 (1979).
3. *Wyatt R., Cotter D.* Opt. Comm., 32, 481 (1980).
4. *Cotter D., Wyatt R.* J. Phys., B 13, 3035 (1980).
5. *Berg M.* et al. Opt. Lett., 9, 50 (1984).
6. *Colles M. J.* Appl. Phys. Lett, 19, 23 (1971).
7. *Назаркин А. В., Полуэктов И. А., Собельман И. И.* Письма в ЖЭТФ, 37, 313 (1983).
8. *Арутюнян В. М., Баланян Н. Ш., Шахназарян Н. В.* Изв. АН СССР, сер. физ., 47, 1604 (1983).
9. *Wang C. S.* Phys. Rev., 182, 442 (1969).
10. *Carman R. L.* et al. Phys. Rev., A2, 60 (1970).
11. *Ахманов С. А.* и др. ЖЭТФ, 59, 485 (1970).
12. *Tan-no N.* et al. Phys. Rev., A12, 159 (1975).
13. *Баданян Н. Ш.* Опт. и спектр., 59, 675 (1985).
14. *Махвиладзе Т. М., Сарычев М. Е., Шелепин Л. А.* ЖЭТФ, 69, 499 (1975).
15. *Махвиладзе Т. М., Сарычев М. Е.* ЖЭТФ, 71, 896 (1976).
16. *Раутиан С. Г., Чернoброд Б. М.* ЖЭТФ, 72, 1342 (1977).
17. *Elgin J. W., O'Hare T. B.* J. Phys., B 12, 159 (1979).
18. *Konopnicki M. J., Eberly J. H.*, Phys. Rev., A 24, 2567 (1981).
19. *Маймистов А. И.* Квант. электр., 11, 567 (1984); Опт. и спектр., 57, 564 (1984).
20. *Большов Л. Е.* и др. ЖЭТФ, 88, 47 (1985).
21. *Шамров Н. И.* ЖПС, 40, 471 (1984); Опт. и спектр., 57, 43 (1984).
22. *Чернoброд Б. М.* Опт. и спектр., 49, 692 (1980).
23. Солитоны. Под ред. Буллаф Р., Кодри Ф. Изд. Мир, М., 1983.
24. *Lamb G. L.* Phys. Lett., 29, 507 (1969).
25. *Jeng-Yish Su.* Nuovo Cimento, 25B, 59 (1975).

ԳԵՐԿԱՐՃ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐԻ ԺԱՄԱՆԱԿԱՏԱՐԱԾԱԿԱՆ ԷՎՈԼՅՈՒՑԻԱՆ ԿՈՄԲԻՆԱՑԻՈՆ ՑՐՄԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ն. Շ. ԲԱԴԱՆՅԱՆ, Ա. Ա. ՉԱԽՄԱԽՉՅԱՆ, Ն. Վ. ՇԱՀՆԱԶԱՐՅԱՆ

Ուսումնասիրված է էլեկտրոնային մակարդակների վրա ստիպողական կոմբինացիոն ցրման դինամիկան մղման և ստոքսյան իմպուլսների կոհերենտ տարածման պայմաններում։ Ալիքների ինտենսիվությունների միջև հարաբերությունը միջավայրի մուտքային սահմանագծում կամայական է։ Միջավայրի մուտքում կամայական է նաև իմպուլսների ձևը։ Ցույց է տրված, որ միջավայրի հետ փոխազդեցության շնորհիվ մղման ալիքի ամբողջ էներգիան փոխարկվում է Ստոքսի ալիքի էներգիային։ Փոխարկումը տեղի է ունենում ալիքների ինտենսիվությունների օսցիլյացիաներով։

SPACE-TIME EVOLUTION OF ULTRASHORT PULSES OF LIGHT IN CASE OF RAMAN SCATTERING

V. M. ARUTYUNYAN, N. Sh. BADANYAN, A. A. CHAKHMAKHCHYAN, N. V. SHAKHNAZARYAN

The dynamics of stimulated Raman scattering on electronic levels has been investigated under the conditions of coherent propagation of pumping and Stokes pulses. The ratio of waves intensities and shapes of pulses at the entrance into medium were taken to be arbitrary. It was shown, that the total pumping energy transforms to the energy of Stokes waves as a result of interaction with medium. The pumping proceeds with oscillations of waves intensities.