ՀՍՍՀ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶԻԿԱ
ФИЗИКА

1988

Журнал выходит на русском языке 6 раз в год.
Издается с 1966 г.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 2, 65—70 (1988)

УДК 539.186

РЕЗОНАНСНОЕ РАССЕЯНИЕ ФОТОНОВ НА РЕЛЯТИВИСТСКИХ ИОНАХ

С. М. ДАРБИНЯН, К. А. ИСПИРЯН, Д. Б. СААКЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 3 ноября 1986 г.)

Получены выражения для дифференциального и интегрального сечений резонансного рассеяния фотонов для общего случая разрешенных переходов между энергетическими уровнями релятивистских ионов, а также подробно исследованы поляризационные характеристики рассеянных фотонов, что важно для получения интенсивных поляризованных квазимонохроматических пучков γ-квантов.

1. Процесс резонансного рассеяния фотонов на покоящихся атомах достаточно хорошо исследован теоретически и экспериментально [1, 2]. В работе [3] было предложено использовать этот процесс для получения монохроматических пучков γ-квантов. С учетом ряда преимуществ метода [3], а также того факта, что в ближайшее время на разных ускорителях будут получены пучки релятивистских ионов [4], идеи, выдвинутые в [3], требуют дальнейшего теоретического и экспериментального исследования. Этим же проблемам посвящены теоретические работы [5, 6]. По своим результатам механизм [3] преобразования мягких фотонов в более жесткие фотоны похож на метод обратного комптоновского рассеяния на движущихся электронах [7]. Однако большим преимуществом первого метода является то, что сечение резонансного рассеяния примерно на десять порядков больше комптоновского сечения [3, 5, 6]. В настоящей работе для общего случая разрешенных переходов между энергетическими уровнями ионов получено выражение для дифференциального сечения резонансного рассеяния фотонов на релятивистских ионах и проанализированы поляризационные характеристики образованных пучков γ-квантов.

2. Аналогично случаю комптоновского рассеяния на движущемся электроне, задача вычисления сечения резонансного рассеяния на движущемся ионе сводится к преобразованию соответствующих величин из системы покоя иона (СП) в лабораторную систему (ЛС). Поэтому вначале приведем формулы преобразования Лоренца необходимых в данной задаче величин.

Пусть в ЛС происходит лобовое столкновение движущихся ионов с массой M и с энергией $E=M\gamma$ с фотонами с энергией ω_1 и с импульсом $\mathbf{k}_1=\omega_1\mathbf{n}_1$ ($\hbar=c=1$). Если в СП энергия падающего фотона близка к энергии ω_{if} одного из разрешенных переходов иона, то происходит резонансное рассеяние фотонов. Энергии ω'_1 и ω'_2 падающих и рассеянных фотонов и угол рассеяния θ'—угол между импульсами $\mathbf{k}'_1$ и $\mathbf{k}'_2$ фотонов в СП—связаны с соответствующими величинами ω_1, ω_2 и θ в ЛС соотношениями [3, 5, 6]

$$\omega'_1 = \gamma\,\omega_1 (1 + \beta), \ \ \omega'_2 = \gamma\,\omega_2 (1 + \beta\cos\theta), \tag{1}$$

$$\cos\theta' = (\beta + \cos\theta)/(1 + \beta\cos\theta). \tag{2}$$

В дальнейшем будем рассматривать случай $\omega'_1 = \omega'_2 = \omega'$; в ЛС ω_1, ω_2 и θ будут связаны соотношением

$$\omega_2 = \omega_1 (1 + \beta)/(1 + \beta\cos\theta); \ \ \omega_{2\max} \approx 4\gamma^2\omega_1 \text{ при } \theta = \pi, \ \beta \to 1. \tag{3}$$

Приведем также формулу преобразования вектора поляризации фотона при переходе из одной инерциальной системы в другую. Пусть в одной системе (лабораторной) фотон имеет энергию ω_1, импульс $\mathbf{k}_1 = \omega_1\mathbf{n}_1$ и вектор поляризации $\mathbf{e}_1$. В системе (штрихованной), которая движется относительно первой вдоль направления $\mathbf{n}$ со скоростью β, вектор поляризации фотона $\mathbf{e}'_1$ с учетом калибровочной инвариантности выражается формулой

$$\mathbf{e}'_1 = \mathbf{e}_1 + (\gamma - 1)(\mathbf{e}_1\mathbf{n})\,\mathbf{n} + \beta\,\frac{\mathbf{e}_1\mathbf{n}}{1 - \beta(\mathbf{n}\mathbf{n}_1)}[\gamma\,(\mathbf{n}\mathbf{n}_1 - \beta)\,\mathbf{n} + \mathbf{n}_1 - (\mathbf{n}_1\mathbf{n})\,\mathbf{n}]. \tag{4}$$

С помощью (4) легко получить полезную формулу преобразования угла между векторами поляризации двух фотонов. Если $\omega_{1,2}$ и $\mathbf{k}_{1,2} = \omega_{1,2}\,\mathbf{n}_{1,2}$ — энергии и импульсы фотонов в ЛС, то для случая $\mathbf{n}_1 = -\mathbf{n}$ эта связь дается формулой

$$\mathbf{e}'_1\,\mathbf{e}'_2 = \mathbf{e}_1\,\mathbf{e}_2 - \beta\,\frac{(\mathbf{n}_1\,\mathbf{e}_2)(\mathbf{n}_2\,\mathbf{e}_1)}{1 + \beta(\mathbf{n}_1\,\mathbf{n}_2)}\,. \tag{5}$$

3. Рассмотрим резонансное рассеяние фотонов в СП, когда ион в результате поглощения фотона с энергией ω'_1 из основного энергетического состояния 1 с квантовыми числами J_1, M_1 переходит в возбужденное состояние n с квантовыми числами J, M и далее испускает фотон, переходя в конечное состояние 2 с квантовыми числами J_2, M_2. Предполагается, что начальное и конечное состояния принадлежат одному и тому же энергетическому уровню (несмещенное рассеяние).

Как известно [1], в дипольном приближении наиболее общее выражение дифференциального сечения такого процесса, после обычной процедуры усреднения по M_1 и суммирования по M_2, можно представить в виде суммы трех членов, соответствующих скалярному, симметричному и антисимметричному рассеянию:

$$d\sigma' = \left(G^0_{21}\,\varepsilon'_0 + \frac{1}{10}\,G^s_{21}\,\varepsilon'_s + \frac{1}{6}\,G^a_{21}\,\varepsilon'_a \right)\omega'^4\,d\Omega', \tag{6}$$

где величины $G^{0,s,a}_{21}$ выражаются через матричные элементы тензора рассеяния $(\omega' \sim \omega_{n1})$ [1], а величины $\varepsilon'_{0,s,a}$ зависят от векторов поляризаций:

$$\varepsilon'_0 = |\mathbf{e}'_1\,\mathbf{e}'^*_2|^2, \ \ \varepsilon'_s = 1 + |\mathbf{e}'_1\,\mathbf{e}'_2|^2 - \frac{2}{3}\,|\mathbf{e}'_1\,\mathbf{e}'^*_2|^2, \ \ \varepsilon'_a = 1 - |\mathbf{e}'_1\mathbf{e}'_2|^2. \tag{7}$$

Переходя от приведенных матричных элементов к парциальным ширинам [1, 2], представим (6) в виде

$$d\sigma' = \frac{9}{16}\frac{\Gamma_{n1}^2}{\omega'^2\Delta}\left(g^0\varepsilon_0' + \frac{1}{10}g^s\varepsilon_s' + \frac{1}{6}g^a\varepsilon_a'\right)d\Omega', \tag{8}$$

где ω_{n1} и Γ_{n1} — частота перехода и полная ширина возбужденного уровня, $\Delta = (\omega_{n1}^* - \omega')^2 + \Gamma_n^2/4$ — резонансный знаменатель, а величины g зависят только от квантовых чисел J_1, J_2, J и выражаются через $6j$-символы:

$$g^0 = \frac{1}{3}g_{JJ_1}\begin{Bmatrix} J & J_2 & 1 \\ 0 & 1 & J_1\end{Bmatrix}^2, \quad g^s = 5g_{JJ_1}\begin{Bmatrix} J & J_2 & 1 \\ 2 & 1 & J_1\end{Bmatrix}^2,$$
$$g^a = 3g_{JJ_1}\begin{Bmatrix} J & J_2 & 1 \\ 1 & 1 & J_1\end{Bmatrix}^2; \quad g_{JJ_1} = (2J+1)^2/(2J_1+1). \tag{9}$$

Следует отметить, что в реальной физической ситуации, когда энергетический разброс сталкивающихся пучков ионов и фотонов гораздо больше спин-орбитального расщепления, в дальнейшем нам понадобится лишь случай $J_1 = J_2$.

На основе (8) с помощью кинематических формул (1)—(5) запишем выражение для сечения в ЛС в виде

$$d\sigma = \frac{9}{16}\frac{\Gamma_{n1}^2}{4\gamma^4\omega_1^2\Delta}\frac{D^2}{\beta^2}\left(g^0\varepsilon_0 + \frac{1}{10}g^s\varepsilon_s + \frac{1}{6}g^a\varepsilon_a\right)d\Omega, \tag{10}$$

где преобразованные величины $\varepsilon_{0,s,a}$ выражаются через векторы поляризации $\mathbf{e}_1$, $\mathbf{e}_2$ в ЛС следующим образом:

$$\varepsilon_0 = |\mathbf{e}_1\mathbf{e}_2^* + D(\mathbf{n}_1\mathbf{e}_2^*)(\mathbf{n}_2\mathbf{e}_1)|^2,$$
$$\varepsilon_s = 1 + |\mathbf{e}_1\mathbf{e}_2 + D(\mathbf{n}_1\mathbf{e}_2)(\mathbf{n}_2\mathbf{e}_1)|^2 - \frac{2}{3}\varepsilon_0, \tag{11}$$
$$\varepsilon_a = 1 - |\mathbf{e}_1\mathbf{e}_2 + D(\mathbf{n}_1\mathbf{e}_2)(\mathbf{n}_2\mathbf{e}_1)|^2; \quad D = -\beta/(1+\beta\cos\theta).$$

В случае перехода $1s^2\,{}^1S_0 \to 1s\,2p\,{}^1P_1$ имеем $g^0 = 1$, $g^s = g^a = 0$, и (10) переходит в соответствующую формулу работы [6].

Для рассмотрения зависимости сечения (10) от поляризаций фотонов выразим величины $\varepsilon_{0,s,a}$ через параметры Стокса $\xi_{1,2,3}^{(1)}$ и $\xi_{1,2,3}^{(2)}$ фотонов. Основные орты $\boldsymbol{\tau}_1$, $\boldsymbol{\tau}_2$, $\mathbf{n}_1$ для начального и $\boldsymbol{\varkappa}_1$, $\boldsymbol{\varkappa}_2$, $\mathbf{n}_2$ для конечного фотонов выберем так, чтобы $\boldsymbol{\varkappa}_1 = [\mathbf{n}_2\boldsymbol{\tau}_1]/|[\mathbf{n}_2\boldsymbol{\tau}_1]|$, $\boldsymbol{\varkappa}_2 = [\mathbf{n}_2\boldsymbol{\varkappa}_1]$; угол между плоскостью $(\boldsymbol{\tau}_1, \mathbf{n}_1)$ и плоскостью рассеяния $(\mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2)$ обозначим через φ. В общем случае зависимость $d\sigma$ от параметров Стокса имеет вид

$$d\sigma(\theta, \varphi, \xi^{(1)}, \xi^{(2)}) = \frac{9}{2^8}\frac{\Gamma_{n1}^2}{\gamma^4\omega_1^2\Delta}\frac{D^2}{\beta^2}\{A_1 + A_3[F_0 + \xi_1^{(1)}F_1 + \xi_3^{(1)}F_3 +$$
$$+ \xi_1^{(2)}(F_1' + \xi_1^{(1)}F_{11} + \xi_3^{(1)}F_{31}) + \xi_3^{(2)}(F_3' + \xi_1^{(1)}F_{13} + \xi_3^{(1)}F_{33})] +$$
$$+ A_2\xi_2^{(1)}\xi_2^{(2)}F_{22}\}\,d\Omega, \tag{12}$$

где

$$A_1 = 2g^s/5 + 2g^a/3,\ A_2 = g^0 - (g^s + g^a)/6,\ A_3 = g^0 + (g^s - 5g^a)/30,$$

а коэффициенты F—функции от углов θ и φ:

$$\begin{gathered} F_0 = 2 - D_1 \sin^2\theta,\ F_{22} = 2(\cos\theta - D\sin^2\theta), \\ F_1 = -D_1 \sin^2\theta \sin 2\varphi,\ F_3 = -D_1 \sin^2\theta \cos 2\varphi, \\ F_1' = D_1 Y \sin^2\theta \cos\theta \sin 2\varphi,\ F_3' = D_1 \sin^2\theta (1 - 2Y \sin^2\varphi), \\ F_{11} = -2\cos\theta + 2D\sin^2\theta - DY(1 + \dot{D}\cos\theta) \sin^4\theta \sin^2 2\varphi, \\ F_{13} = \sin^2\theta \sin 2\varphi\, [D_1 - 2DY(\cos\theta - D\sin^2\theta \sin^2\varphi)], \\ F_{31} = \sin^2\theta \sin 2\varphi\, [2D - Y(D_1 + 2D^2 \sin^2\theta \cos^2\varphi)\cos\theta], \\ F_{33} = -2 + D_1 \sin^2\theta \cos 2\varphi + 2Y(D_1 + 2D^2 \sin^2\theta \cos^2\varphi) \sin^2\theta \sin^2\varphi, \\ D_1 = D^2/\beta^2\gamma^2,\ Y = 1/(1 - \sin^2\theta \cos^2\varphi). \end{gathered} \tag{13}$$

По своей структуре формулы (12), (13) аналогичны соответствующим формулам комптоновского рассеяния на неполяризованном электроне [8], а при $\beta = 0$ выражения (13) переходят в соответствующие выражения для комптоновского рассеяния.

Формулы (12), (13) применимы в общем случае для произвольных значений β и θ. Однако физически наиболее интересные эффекты в исследуемом процессе проявляются в случае релятивистских ионов, когда $\beta \to 1$ и $\gamma \gg 1$. Тогда, как следует из (2), фотоны, рассеянные в СП в переднюю полусферу, в ЛС собираются в узкий конус с угловым раствором $1/\gamma$. Удобно в этом случае перейти от θ к углу $\theta_1 = \pi - \theta$ — углу между импульсами $\mathbf{p}_1$ и $\mathbf{k}_1$ (или к углу $u = \gamma\theta_1$). Если ограничиться малыми углами $\theta_1 \ll 1$ и заменить, где это возможно, в формулах (12), (13) β на единицу (отметим, что при этом $D \approx -2\gamma^2/(1 + u^2)$, $D\sin^2\theta \approx \approx -2u^2/(1 + u^2)$, $D_1 \sin^2\theta \approx 4u^2/(1 + u^2)^2$), то в релятивистском случае выражение (12) для сечения сохранит свой вид, однако теперь функции F следующие:

$$\begin{gathered} F_0 = 2(1 + u^4)\, z,\ z = 1/(1 + u^2)^2, \\ F_1 = F_1' = -4u^2 z \sin 2\varphi,\ F_3 = -F_3' = -4u^2 z \cos 2\varphi, \\ F_{11} = 2z(1 - u^4 \cos 4\varphi),\ F_{13} = -F_{31} = -2u^4 z \sin 4\varphi, \\ F_{33} = -2z(1 + u^4 \cos 4\varphi),\ F_{22} = -2(1 - u^2)/(1 + u^2). \end{gathered} \tag{14}$$

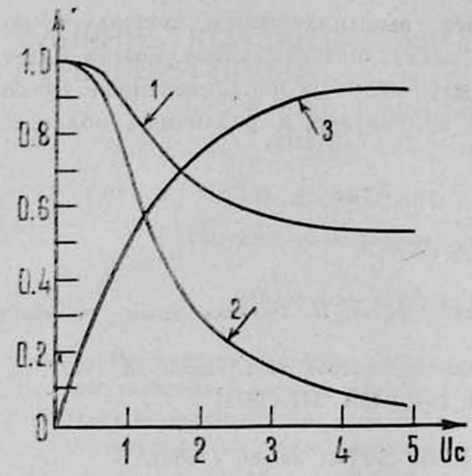
После интегрирования по φ просуммированное по поляризациям рассеянных фотонов сечение и параметры Стокса примут вид

$$d\sigma(u, \xi^{(1)}) = \frac{9}{16} \frac{\pi \Gamma_{\text{л}1}^2}{\gamma^2 \omega_1^2 \Delta} z^2 \Phi\, du^2,\ \Phi = A_1 z + A_3 (1 + u^4); \tag{15}$$

$$\xi_1^{(2)}(u) = \xi_1^{(1)} A_3/\Phi,\ \xi_2^{(2)}(u) = -\xi_2^{(1)} A_2 (1 - u^4)/\Phi,\ \xi_3^{(2)}(u) = -\xi_3^{(1)} A_3/\Phi. \tag{16}$$

Отсюда степень линейной поляризации $P = (\xi_1^2 + \xi_3^2)^{1/2}$ рассеянных фотонов будет $P_2(u) = P_1 A_3/\Phi$, а её направление определится из условия $\operatorname{tg} 2\psi_2 = -\operatorname{tg} 2\psi_1$, что, в соответствии с выбранными ортами, означает, что после интегрирования по φ плоскость поляризации сохраняется.

С экспериментальной точки зрения представляют интерес сечение и поляризация, проинтегрированные по u в пределах узкого конуса с угловым раствором u_c, т. е. сечение и поляризация коллимированного пучка



Зависимости $P_2(u_c)$, $|\xi_2^{(2)}(u_c)|$ и $\eta(u_c)$ (соответственно кривые 1, 2 и 3) от угла коллимации u_c.

фотонов. Просуммированное по поляризациям рассеянных фотонов сечение и поляризация пучка будут:

$$\sigma(u_c) = \frac{9}{16}\,\frac{\pi\Gamma_{n1}^2}{\gamma^2\omega_1^2\Delta}\,\frac{u_c^2}{(1+u_c^2)^3}\cdot\Phi_c,\quad \Phi_c = A_1(1+u_c^2)^2 + A_3(1+u_c^2+2u_c^4/3); \tag{17}$$

$$P_2(u_c) = P_1 A_3(1+u_c^2+u_c^4/3)/\Phi_c,\quad \xi_2^{(2)}(u_c) = -\xi_2^{(1)}A_2(1+u_c^2)/\Phi_c. \tag{18}$$

Отметим, что с помощью (3) во всех приведенных формулах можно перейти от зависимости от θ или u к зависимости от частоты ω_2 или $x = \omega_2/\omega_{2\max} = 1/(1+u^2)$.

4. Процесс резонансного рассеяния можно представить как возбуждение иона в результате резонансного поглощения фотона и дальнейшего испускания фотона в результате спонтанного перехода иона из возбужденного состояния в основное [3]. Ясно, что при больших плотностях $n_ф$ лазерных фотонов в игру вступит процесс вынужденного излучения возбужденных ионов, который будет преобладать над спонтанным [5], если $n_ф \gtrsim (2J_1+1)\,\omega_{n1}^3\,(\Delta\gamma/\gamma)/2\pi^2\gamma(2J+1)$, где $\Delta\gamma/\gamma$ — относительный энергетический разброс ионного пучка. В случае, например, перехода $1s^2\,{}^1S_0 \to 1s\,2p\,{}^1P_1$ иона OVII $\omega_{n1} = 571{,}3$ эВ и лазера *Nd-YAG* с $\omega_1 = 1{,}064$ эВ имеем $\gamma = 278{,}5$, и при $\Delta\gamma/\gamma = 10^{-3}$ для $n_ф$ получаем $n_ф = 1{,}46\cdot 10^{15}$ см$^{-3}$ ($I = \omega n_ф = 7{,}5\cdot 10^6$ Вт/см^2).

Можно показать, что учет энергетического разброса [6] реальных пучков ионов и фотонов приводит к заметному уменьшению эффективного сечения: $\sigma_{эфф}/\sigma = (\Gamma_{n1}/\omega_{n1})(\Delta\gamma/\gamma)^{-1}$.

В качестве иллюстрации на рисунке для случая перехода $1s^2\,{}^1S_0 \to 1s\,2p\,{}^1P_1$ и полной поляризации начальных фотонов ($P_1 = 1$, $\xi_2^{(1)} = 1$)

показаны зависимости параметров поляризации $P_2(u_c)$, $|\xi_2^{(2)}(u_c)|$ и отношения $\eta = \sigma(u_c)/\sigma^{\text{полн}}$ от угла коллимации u_c. Видно, что при угле захвата $u_c = 1$ пучок коллимированных γ-квантов имеет весьма высокую степень поляризации ($P_2 = 0{,}875$, $|\xi_2^{(2)}| = 0{,}75$), а число фотонов в нем составляет половину всех рассеянных фотонов ($\eta = 0{,}5$).

В заключение отметим, что все вышеизложенное позволяет надеяться, что с появлением пучков релятивистских ионов можно будет получать интенсивные квазимонохроматические и поляризованные пучки γ-квантов, которые найдут широкое применение в различных областях физики и техники.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П.* Релятивистская квантовая теория, ч. 1. Изд. Наука, М., 1968.
2. *Собельман И. И.* Введение в теорию атомных спектров. Изд. Наука, М., 1977.
3. *Ispirian K. A., Margarian A. T.* Phys. Lett., 44A, 377 (1973).
4. CERN Courier, 25, 427 (1985).
5. *Басов Н. Г., Ораевский А. Н., Чичков Б. Н.* ЖЭТФ, 89, 66 (1985).
6. *Дарбинян С. М., Испирян К. А., Саакян Д. Б.* Письма в ЖЭТФ, 44, 7 (1986).
7. *Куликов О. Ф.* Труды ФИАН, 80, 3 (1975).
8. *Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б.* Квантовая электродинамика. Изд. Наука, М., 1969.

ՖՈՏՈՆՆԵՐԻ ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ՑՐՈՒՄԸ ՌԵԼՅԱՏԻՎԻՍՏԻԿ ԻՈՆՆԵՐԻ ՎՐԱ

Ս. Մ. ԴԱՐԲԻՆՅԱՆ, Կ. Ա. ԻՍՊԻՐՅԱՆ, Դ. Բ. ՍԱՀԱԿՅԱՆ

Ռելյատիվիստիկ իոնների էներգետիկ մակարդակների միջև թույլատրելի անցումների ընդհանուր դեպքում ստացված են արտահայտություններ ֆոտոնների ռեզոնանսային ցրման դիֆերենցիալ և ինտեգրալ կտրվածքների համար։ Հետազոտված են ցրված ֆոտոնների բևեռացման բնութագրերը։ Ստացված արդյունքները կարևոր են գամմա-քվանտների ինտենսիվ, քվազիմոնոքրոմատիկ և բևեռացման բարձր աստիճան ունեցող փնջեր ստանալու համար։

RESONANCE SCATTERING OF PHOTONS ON RELATIVISTIC IONS

S. M. DARBINYAN, K. A. ISPIRYAN, D. B. SAHAKYAN

Expressions for differential and integral cross sections of resonance scattering of photons are obtained for general case of allowed transitions between energy levels of relativistic ions. The polarization characteristics of the scattered photons are analyzed in detail, that is of interest for the formation of intense, quasi-monochromatic beams of gamma quanta with high degree of polarization.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 2, 71—74 (1988)

УДК 533.951

ВЛИЯНИЕ КОЛЛЕКТИВНЫХ ЭФФЕКТОВ НА РАССЕЯНИЕ ВНЕШНЕЙ ПОПЕРЕЧНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ТЯЖЕЛОЙ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЕЙ, ДВИЖУЩЕЙСЯ В ПЛАЗМЕ

Э. А. АКОПЯН, Г. Г. МАТЕВОСЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 6 марта 1987 г.)

Рассмотрено рассеяние поперечной электромагнитной волны на тяжелой заряженной частице, движущейся в плазме, при произвольной ориентации волнового вектора относительно вектора скорости частицы. Показано, что имеется угол рассеяния, под которым сечение рассеяния максимально.

Процессы рассеяния и трансформации электромагнитных волн на тяжелых заряженных частицах в плазме рассматривались в работах [1—3]. Было показано, что из-за коллективных эффектов интенсивность рассеянного и трансформированного излучений существенно увеличивается.

В настоящей работе рассматривается случай, когда среда является изотропной и в результате рассеяния поперечной волны снова возникает поперечная электромагнитная волна.

Будем считать, что поле внешней волны и поле, создаваемое частицей, независимы, а рассеянные поля возникают из-за нелинейной связи между полем волны и полем частицы. На базе общих соотношений нелинейной электродинамики получены выражения для полного и дифференциального сечений рассеяния, которые в областях прозрачности для рассеянных волн имеют вид (подробнее см. [2]):

$$\sigma^{tr} = 2\left(\frac{qe}{m\omega_0^2}\right)^2 \frac{\omega_0}{c^2 k_0} \int d\mathbf{k}\, |\omega_0 + \mathbf{ku}| \left|\frac{\delta\varepsilon_e^l(\mathbf{ku}, \mathbf{k})}{\varepsilon^l(\mathbf{ku}, \mathbf{k})}\right|^2 \frac{[(\mathbf{k}+\mathbf{k}_0)\,\mathbf{n}]^2}{(\mathbf{k}+\mathbf{k}_0)^2} \times$$

$$\times\, \delta\left[1 - \frac{\omega_L^2 + c^2(\mathbf{k}+\mathbf{k}_0)^2}{(\omega_0 + \mathbf{ku})^2}\right], \qquad (1)$$

$$d\sigma^{tr} = 2d\mathbf{k}'\left(\frac{qe}{m\omega_0^2}\right)^2 \frac{\omega_0}{c^2 k_0} \frac{[\mathbf{k}'\mathbf{n}]^2}{k'^2} |\omega_0 + \mathbf{k}'\mathbf{u} - \mathbf{k}_0\mathbf{u}| \times$$

$$\times \left|\frac{\delta\,\varepsilon_e^l[(\mathbf{k}'-\mathbf{k}_0)\,\mathbf{u},\ \mathbf{k}'-\mathbf{k}_0]}{\varepsilon^l[(\mathbf{k}'-\mathbf{k}_0)\,\mathbf{u},\ \mathbf{k}'-\mathbf{k}_0]}\right|^2 \delta\left[1 - \frac{\omega_L^2 + k'^2 c^2}{(\omega_0 + \mathbf{k}'\mathbf{u} - \mathbf{k}_0\mathbf{u})^2}\right], \qquad (2)$$

где m, e—масса и заряд электронов плазмы, q, $\mathbf{u}$—заряд и скорость пробной частицы, $\mathbf{E}_0$, $\mathbf{k}_0$, ω_0—амплитуда, волновой вектор и частота внешней волны ($\mathbf{E}_0 \cos(\omega_0 t - \mathbf{k}_0\mathbf{r})$), $\mathbf{n} = \mathbf{E}_0/E_0$ — единичный вектор поляризации, ω_L—ленгмюровская частота плазмы, $\mathbf{k}' = \mathbf{k} + \mathbf{k}_0$ — волновой вектор рассеянной волны, $\delta\varepsilon_e^l$, $\delta\varepsilon_i^l$—вклад электронов и ионов плазмы в продольную диэлектрическую проницаемость ($\varepsilon^l = 1 + \delta\varepsilon_e^l + \delta\varepsilon_i^l$).

При получении формул (1), (2) предполагалось, что плазма полностью ионизирована и фазовые скорости падающей и рассеянной волн велики не только по сравнению с тепловыми скоростями частиц плазмы, но и со скоростью пробного заряда [4].

В работе [2] рассматривался процесс рассеяния на отдельной частице, движущейся по направлению распространения внешней волны. В отличие от этого в настоящей работе рассматривается случай произвольной ориентации волнового вектора внешней волны относительно вектора скорости заряженной частицы. Пусть волна распространяется под углом α ($\cos\alpha = \mathbf{k}_0\mathbf{u}/k_0u$) к направлению движения заряженной частицы. Будем считать, что температура электронов плазмы больше температуры ионов ($T_e > T_i$) и скорость пробной частицы больше тепловой скорости ионов, но меньше тепловой скорости электронов ($v_{T_i} < u < v_{T_e}$), так что частицей возбуждаются ионно-звуковые волны. В этом случае для дифференциального сечения рассеяния получаем выражение

$$\psi = \frac{1}{\sigma_T}\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1 - \sin^2\theta \sin^2\varphi}{[1 + (a - b/\beta^2)(1 - \cos\theta)]^2 + p\beta^2/(1 - \cos\theta)}, \tag{3}$$

где $\sigma_T = (eq/mc^2)^2$, $d\Omega = \sin\theta\, d\theta\, d\varphi$, $\cos\theta = \mathbf{k}_0\mathbf{k}/k_0k$ — угол рассеяния, $a = 2\,(k_0 r_{De})^2$, $b = 2s^2/u^2$, s—скорость ионно-звуковых волн, $p = \pi u^2/2v_{T_e}^2$, $\beta = \sin\theta \sin\varphi \sin\alpha - \cos\alpha\,(1 - \cos\theta) = (\omega' - \omega_0)/k_0u$, ω'—частота рассеянной волны.

Числитель выражения (3) является ограниченной функцией θ, φ и достигает максимального значения в плоскости $\sin\varphi = 0$. Слагаемое $p\,\beta^2/(1 - \cos\theta)$ в знаменателе во всей области изменения θ и β мало по сравнению со слагаемым в квадратных скобках (из-за малости поглощения). Поэтому в максимальные значения ψ наибольший вклад вносят значения углов и частот, при которых выражение, стоящее в квадратных скобках, обращается в нуль. Следовательно, максимум рассеянного излучения расположен в плоскости $\varphi = n\pi$ ($n = 0, \pm 1, \ldots$) и достигается на безразмерной частоте

$$\beta_0 = \frac{\cos\alpha}{2a} - \sqrt{\frac{\cos^2\alpha}{4a^2} + \frac{b}{a}}. \tag{4}$$

Легко проверить, что обращение в нуль указанного слагаемого означает совместное выполнение двух условий: условия излучения ионно-звуковых волн с частотой $\omega_S = \mathbf{ku}$ [$\mathrm{Re}\,\varepsilon^l\,(\mathbf{ku}, \mathbf{k}) = 0$] и условия когерентного рассеяния $(\omega_0 + \mathbf{ku})^2 = \omega_L^2 + c^2\,(\mathbf{k} + \mathbf{k}_0)^2$. Следовательно, наличие максимума в выражении для сечения связано с рассеянием на ионно-звуковых волнах. Спектральная ширина этого максимума равна

$$\Delta\beta = 2\beta_0 \cos\alpha \left(-\frac{2p\,\beta_0 \cos\alpha}{\cos^2\alpha + 4ab}\right)^{1/2} \tag{5}$$

и по порядку величины не превосходит $\sqrt{p}$. В выражении (5) нужно учесть, что $\beta_0 \cos\alpha < 0$.

Из формул (4), (5) можно определить значение угла θ_0, под которым рассеяние максимально,

$$\cos\theta_0 = 1 - \frac{-1 + (1 + 4ab/\cos^2\alpha)^{1/2}}{2a}, \tag{6}$$

и ширину максимума

$$\Delta\theta = \arccos\left[2\beta_0\left(-\frac{2p\,\beta_0\cos\alpha}{\cos^2\alpha + 4ab}\right)^{1/2} + \cos\theta_0\right] - \theta_0. \tag{7}$$

Для реализации такого рассеяния, как это видно из выражения (6), должно выполняться условие

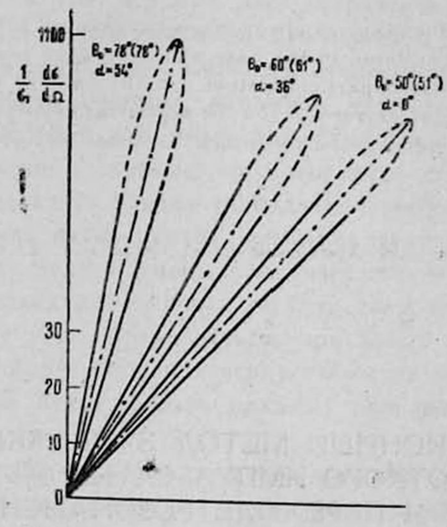
$$\cos^2\alpha \geqslant b/2\,(1 + 2a). \tag{8}$$

Если при этом выполняется также неравенство

$$\cos^2\alpha \leqslant b/(1 + a), \tag{9}$$

то рассеянное излучение направлено назад ($\cos\theta_0 < 0$). При углах $\cos^2\alpha > b/(1 + a)$ рассеянное излучение направлено вперед ($\cos\theta_0 > 0$).

При значении угла падения $\alpha = 0$ соотношения (6)—(9) переходят в соответствующие результаты, полученные в работе [2].



Для иллюстрации на рисунке приведены полярные диаграммы сечений рассеяния, построенные на основании формулы (3) при значениях $\varphi = 0$, $2\,(k_0 r_{De})^2 = 1$, $2\,(s^2/u^2) = 0{,}5$, $m_i/m_e = 2\cdot 10^3$, $\alpha = 54°$, $36°$, $0°$; в скобках указаны значения угла θ_0, рассчитанные по формуле (6). Как видно из приведенных диаграмм, формула (6) с достаточно хорошей точностью определяет значения угла рассеяния θ_0, под которым сечение рассеяния максимально.

В заключение авторы благодарят Л. М. Горбунова за обсуждение полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Гинзбург В. Г., Цытович В. В.* Переходное излучение и переходное рассеяние. Изд. Наука, М., 1984.
2. *Горбунов Л. М., Матевосян Г. Г.* Изв. вузов, Радиофизика, 20, 678 (1977).
3. *Акопян Э. А., Матевосян Г. Г.* Изв. вузов, Радиофизика, 24, 1312 (1981).
4. *Пустовалов В. В., Силин В. П.* Труды ФИАН, 61, 42 (1972).

ԿՈԼԵԿՏԻՎ ԷՖԵԿՏՆԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՊԼԱԶՄԱՅՈՒՄ ՇԱՐԺՎՈՂ ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿԻ ԿՈՂՄԻՑ ԱՐՏԱՔԻՆ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԱԼԻՔԻ ՑՐՄԱՆ ՎՐԱ

Է. Ա. ՀԱԿՈԲՅԱՆ, Հ. Հ. ՄԱԹԵՎՈՍՅԱՆ

Դիտարկված է արտաքին լայնական էլեկտրամագնիսական ալիքի ցրումը պլազմայում շարժվող լիցքավորված մասնիկի վրա։ Արտաքին ալիքը տարածվում է մասնիկի շարժման ուղղության նկատմամբ անկյան տակ։ Ցույց է տրված, որ գոյություն ունի անկյուն, երբ ցրման կտրվածքը մաքսիմալ է։

THE INFLUENCE OF COLLECTIVE EFFECTS ON THE SCATTERING OF EXTERNAL ELECTROMAGNETIC WAVE ON A HEAVY CHARGED PARTICLE MOVING IN PLASMA

E. A. AKOPYAN, G. G. MATEVOSYAN

The scattering of transverse electromagnetic wave on a heavy charged particle moving in plasma is considered in the case when the wave propagates at an arbitrary angle to the direction of particle motion. On the basis of equations of nonlinear electrodynamics a general expression for the scattering cross-section is obtained. The value of scattering angle is found for which the cross-section is maximum.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 2, 74—80 (1988)

УДК 539.182

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ МЕТОД ЗАДЕРЖКИ ПРОБНОГО УЛЬТРАКОРОТКОГО ИМПУЛЬСА НА ДОПЛЕРОВСКИ-УШИРЕННОМ ПЕРЕХОДЕ РЕЗОНАНСНОЙ СРЕДЫ

А. Ж. МУРАДЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 28 февраля 1987 г.)

Рассмотрена оптическая анизотропия в резонансной среде, индуцированная интенсивным импульсом ультракороткой длительности. Анизотропия зондируется пробным ультракоротким импульсом (УКИ), который в общем случае задержан во времени относительно интенсивного.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Гинзбург В. Г., Цытович В. В.* Переходное излучение и переходное рассеяние. Изд. Наука, М., 1984.
2. *Горбунов Л. М., Матевосян Г. Г.* Изв. вузов, Радиофизика, 20, 678 (1977).
3. *Акопян Э. А., Матевосян Г. Г.* Изв. вузов, Радиофизика, 24, 1312 (1981).
4. *Пустовалов В. В., Силин В. П.* Труды ФИАН, 61, 42 (1972).

ԿՈԼԵԿՏԻՎ ԷՖԵԿՏՆԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՊԼԱԶՄԱՅՈՒՄ ՇԱՐԺՎՈՂ ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿԻ ԿՈՂՄԻՑ ԱՐՏԱՔԻՆ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԱԼԻՔԻ ՑՐՄԱՆ ՎՐԱ

Է. Ա. ՀԱԿՈԲՅԱՆ, Հ. Հ. ՄԱԹԵՎՈՍՅԱՆ

Դիտարկված է արտաքին լայնական էլեկտրամագնիսական ալիքի ցրումը պլազմայում շարժվող լիցքավորված մասնիկի վրա։ Արտաքին ալիքը տարածվում է մասնիկի շարժման ուղղության նկատմամբ անկյան տակ։ Ցույց է տրված, որ գոյություն ունի անկյուն, երբ ցրման կտրվածքը մաքսիմալ է։

THE INFLUENCE OF COLLECTIVE EFFECTS ON THE SCATTERING OF EXTERNAL ELECTROMAGNETIC WAVE ON A HEAVY CHARGED PARTICLE MOVING IN PLASMA

E. A. AKOPYAN, G. G. MATEVOSYAN

The scattering of transverse electromagnetic wave on a heavy charged particle moving in plasma is considered in the case when the wave propagates at an arbitrary angle to the direction of particle motion. On the basis of equations of nonlinear electrodynamics a general expression for the scattering cross-section is obtained. The value of scattering angle is found for which the cross-section is maximum.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 2, 74—80 (1988)

УДК 539.182

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ МЕТОД ЗАДЕРЖКИ ПРОБНОГО УЛЬТРАКОРОТКОГО ИМПУЛЬСА НА ДОПЛЕРОВСКИ-УШИРЕННОМ ПЕРЕХОДЕ РЕЗОНАНСНОЙ СРЕДЫ

А. Ж. МУРАДЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 28 февраля 1987 г.)

Рассмотрена оптическая анизотропия в резонансной среде, индуцированная интенсивным импульсом ультракороткой длительности. Анизотропия зондируется пробным ультракоротким импульсом (УКИ), который в общем случае задержан во времени относительно интенсивного.

Входная линейная поляризация пробного УКИ в среде становится эллиптической. Получены аналитические результаты, описывающие изменения параметров эллипса в зависимости от координаты, времени и параметров взаимодействующей системы. Выявлена роль доплеровской дефазировки атомов. Вычислена полная энергия повернутой на 90° компоненты пробного поля. Показано, что изменение последнего в зависимости от времени задержки в общем случае отличается от экспоненциального закона затухания возбуждения среды. Получен простой критерий, при соблюдении которого указанное отклонение отсутствует.

Часто для прямого определения того, как возбуждение среды релаксирует во времени, применяется метод задержки пробного УКИ. При этом среда, во-первых, возбуждается (например интенсивным импульсом ультракороткой длительности), а релаксация возбуждения зондируется пробным УКИ с переменной временной задержкой относительно момента возбуждения. Этот метод, кроме указанной возможности прямого определения релаксационной постоянной, обладает также тем преимуществом, что при зондировании источники возбуждения уже отключены и характеристики среды представляются своими истинными значениями. В поляризационном варианте метода регистрируется, естественно, изменение поляризации пробного импульса [1, 2], обусловленное индуцированной оптической анизотропией в резонансной среде [3—11].

Этот метод, однако, нуждается в последовательном теоретическом исследовании. Дело в том, что при распространении через резонансную среду пробный УКИ разбивается на субимпульсы [12], причем параметры субимпульсов достаточно сложным образом зависят от параметров взаимодействующей системы, например от разности населенностей резонансных уровней. Все это должно проявиться и в эволюции полезного сигнала, приводя к отклонению временного спада полезного сигнала от экспоненциального закона распада возбуждения среды. Следует учитывать также, что на временное поведение величины полезного сигнала сказывается не только уменьшение населенности за счет релаксации, но и доплеровская дефазировка за счет тепловых движений атомов (молекул). Поэтому нужно разобраться, при каких условиях указанные явления будут по существу проявляться, а также сформулировать условия, при которых они не будут мешать прямому определению скорости распада возбуждения.

В настоящей работе рассматривается изменение поляризации пробного УКИ в среде двухуровневых атомов с полными моментами уровней $j_a=1/2$, $j_b=1/2$. Оптическая анизотропия среды индуцируется резонансным интенсивным УКИ. Релаксацию будем учитывать только для возбужденного состояния. Выбирая огибающую интенсивной волны колоколообразной ($E_s(\tau)=E_s/\mathrm{ch}(\tau/\tau_s)$, где $\tau=t-z/c$, τ_s — длительность импульса), для амплитуд основного $\left(A_m\left(m=\pm\frac{1}{2}\right)\right)$ и возбужденного (B_m) состояний получаем

$$A_{\pm\frac{1}{2}}=\frac{1}{\sqrt{2}}F(-|G_{\pm}|\tau_s,\ |G_{\pm}|\tau_s;\ \sigma;\ u), \qquad (1)$$

$$B_{\pm\frac{1}{2}} = \frac{i}{\sqrt{2}} \sqrt{u(1-u)}\, \frac{G_{\pm}\tau_s}{\sigma} F(1-|G_{\pm}|\tau_s,\ 1+|G_{\pm}|\tau_s;\ 1+\sigma;\ u), \qquad (2)$$

где $F(\alpha,\ \beta;\ \gamma;\ u)$ — гипергеометрическая функция, $G_{\pm} = d^* E_s^{(\pm)}/\sqrt{6}\hbar$, $E_s^{(\pm)} = E_{sx} \pm iE_{sy}$ — круговые компоненты поля, $\sigma = (1 + i\varepsilon_1\tau_s + \gamma\tau_s/2)/2$, $u = \frac{1}{2}(1 + \text{th}\,\tau/\tau_s)$, $\varepsilon_1 = \omega_0 - \omega - kv_z$ — расстройка резонанса интенсивного излучения частоты ω от частоты ω_0 атомного перехода, k — волновой вектор, v_z — скорость атома вдоль оси z, γ^{-1} — время жизни возбужденного уровня.

При $\tau \gg \tau_s$ (когда интенсивный импульс уже прошел), используя известные асимптотические формулы гипергеометрической функции, для амплитуд A_m, B_m можно получить

$$A_{\pm\frac{1}{2}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\Gamma^2(\sigma)}{\Gamma(\sigma + |G_{\pm}|\tau_s)\,\Gamma(\sigma - |G_{\pm}|\tau_s)}, \qquad (3)$$

$$B_{\pm\frac{1}{2}} = \frac{i}{\sqrt{2}} \frac{G_{\pm}\tau_s}{\sigma} \frac{\Gamma(1+\sigma)\,\Gamma(1-\sigma)}{\Gamma(1-|G_{\pm}|\tau_s)\,\Gamma(1+|G_{\pm}|\tau_s)} e^{-i\varepsilon_1\tau - \frac{\gamma}{2}\tau}. \qquad (4)$$

Рассмотрим распространение пробного УКИ через резонансную среду, энергетические уровни которой заселены согласно (3), (4). Из уравнения Шредингера для возмущений полем пробного импульса атомных состояний имеем

$$\alpha_{\pm\frac{1}{2}}(\tau,\ z) = -i\frac{d}{\sqrt{6}\hbar} \int_{-\infty}^{\tau} B_{\mp\frac{1}{2}}(\tau')\, E_w^{(\pm)}(\tau',\ z)\, e^{i(\omega'-\omega)\tau'}\, d\tau', \qquad (5)$$

$$\beta_{\pm\frac{1}{2}}(\tau,\ z) = i\frac{d^*}{\sqrt{6}\hbar} e^{-i\varepsilon_1\tau} A_{\mp\frac{1}{2}} \int_{-\infty}^{\tau} E_w^{(\mp)}(\tau',\ z)\, e^{i(\varepsilon_1+\omega-\omega')\tau'}\, d\tau', \qquad (6)$$

где ω' — несущая частота пробного импульса.

Распространение пробного УКИ будем описывать укороченным уравнением Максвелла, которое для рассматриваемой системы имеет вид

$$\frac{\partial E_w^{(\pm)}}{\partial z} = i\frac{2\sqrt{2}\pi N\omega'}{\sqrt{3}c} d\,(A^*_{\pm\frac{1}{2}}\beta_{\mp\frac{1}{2}} + \alpha^*_{\pm\frac{1}{2}} B_{\mp\frac{1}{2}})\, e^{-i(\omega-\omega')\tau}, \qquad (7)$$

где N — концентрация атомов, d — приведенный матричный элемент перехода.

Учитывая ультракороткость длительности пробного импульса, можно экспоненту $\exp(-\gamma\tau/2)$ с ее коэффициентом в амплитуде B_m вынести из-под знака интеграла в момент τ_3 задержки пробного УКИ. Тогда α^* и β будут пропорциональны одному и тому же интегралу $\int_{-\infty}^{\tau} d\tau' \times$ $\times \exp[i(\varepsilon_1 + \omega - \omega')\tau']$. Подставляя полученные при этом выражения для β и α^* в (7) и решая его относительно $E_w^{(\pm)}(\tau,\ z)$, получаем

$$E_w^{(\pm)}(\tau, z) = E_w^{(\pm)}(\tau, z=0) - \sqrt{qz(|A_{\pm\frac{1}{2}}|^2 - |B_{\mp\frac{1}{2}}|^2)} \int_{-\infty}^{\tau} E_w^{(\pm)}(\tau', z=0) \times$$

$$\times J_1 (2\sqrt{qz(|A_{\pm\frac{1}{2}}|^2 - |B_{\mp\frac{1}{2}}|^2)(\tau-\tau')}) \times$$

$$\times \exp\left[-i\varepsilon(\tau-\tau') - \frac{k^2 v^2 (\tau-\tau')^2}{12}\right] d\tau', \tag{8}$$

где $J_1(x)$ — функция Бесселя, $\varepsilon = \omega_0 - \omega'$ — расстройка резонанса пробной волны, $q = 2\pi N |d|^2 \omega'/3\hbar c$, а населенность $|B_{\mp\frac{1}{2}}|^2 \sim \exp(-\gamma \tau_3)$ (согласно (4)). В (8) проведено усреднение по тепловым движениям атомов, v — средняя скорость.

Аппроксимируем форму пробного УКИ на входе в среду прямоугольником длительности τ_w. При этом амплитуды $E_w^{(\pm)}(\tau, z)$ выражаются через функции Ломмеля двух переменных. Однако получающиеся выражения являются достаточно громоздкими и мало обозримыми. Поэтому рассмотрим частные случаи, позволяющие наглядно представить эволюцию поляризации.

Пусть $qz(|A_{\pm\frac{1}{2}}|^2 - |B_{\mp\frac{1}{2}}|^2)/\Delta\omega \gg 1$, где $\Delta\omega = \{\varepsilon^2\tau_w, \tau_w^{-1}\}$. Учитывая, что $\tau_w^{-1} \gg kv$, для декартовых компонент поля в интервале $0 \leqslant \tau \leqslant \tau_w$ получаем

$$E_y(\tau, z) = \frac{i}{2} E_w e^{-i\varepsilon\tau} [J_0 (2\sqrt{qz(|A_{-\frac{1}{2}}|^2 - |B_{\frac{1}{2}}|^2)\tau}) -$$

$$- J_0 (2\sqrt{qz(|A_{\frac{1}{2}}|^2 - |B_{-\frac{1}{2}}|^2)\tau})], \tag{9}$$

$$E_x(\tau, z) = \frac{1}{2} E_w e^{-i\varepsilon\tau} [J_0 (2\sqrt{qz(|A_{-\frac{1}{2}}|^2 - |B_{\frac{1}{2}}|^2)\tau}) +$$

$$+ J_0 (2\sqrt{qz(|A_{+\frac{1}{2}}|^2 - |B_{-\frac{1}{2}}|^2)\tau})]. \tag{10}$$

Выражение для $E_y(\tau, z)$ при $\tau > \tau_w$ (отклик среды на входной пробный импульс) получается из (9) заменой $\tau \to \tau - \tau_w$ и одновременным умножением на $\exp[-k^2 v^2 (\tau - \tau_w)^2/12]$, которая учитывает доплеровскую дефазировку отклика среды. Для получения $E_x(\tau, z)$ при $\tau > \tau_w$ кроме вышеуказанных замен в (10) нужно изменить общий знак. Из выражений $E_{x,y}(\tau, z)$ следует, что входная линейная поляризация пробного УКИ в среде превращается в эллиптическую поляризацию, направления главных осей которой остаются неподвижными, а эксцентриситет совершает нерегулярные колебания. Эллипс иногда деформируется до круга или линии, перпендикулярной входному направлению. Любопытно, что эволюция эллипса не зависит от расстройки резонанса ε. Это означает, что при определенном значении ε длину z (или концентрацию N) резонансной среды можно подобрать настолько большой, чтобы быстрые нестационарные осцилляции тока перехода в фазе волны подавляли проявление дисперсионных свойств среды.

Колебания эксцентриситета эллипса поляризации очень быстры и точность их регистрации пока не может быть обеспечена. Поэтому представляет интерес полная энергия $W_y = (c/2\pi)\int |E_y|^2\, d\tau$ повернутой компоненты пробного поля, которая легко определяется на эксперименте по схеме поляризатор—скрещенный анализатор. В рассматриваемом случае для W_y получаем

$$W_y \simeq \frac{W_0}{2\pi b}\left\{\left[\frac{1}{\sigma_+}+\frac{1}{\sigma_-}-\frac{2}{\sqrt{\sigma_+\sigma_-}}\frac{\sin b(\sigma_+-\sigma_-)}{b(\sigma_+-\sigma_-)}\right]+\frac{a}{\sqrt{6}\,b}\left[\frac{1}{\sigma_+}+\frac{1}{\sigma_-}-\right.\right.$$

$$\left.\left.-\frac{2}{\sqrt{\sigma_+\sigma_-}}\exp\left[-a^2(\sigma_+-\sigma_-)^2\right]\right]\right\}, \qquad (11)$$

где

$$\sigma_\pm=\sqrt{|A_{\pm\frac{1}{2}}|^2-|B_{\mp\frac{1}{2}}|^2},\quad a=\sqrt{\sqrt{\bar{\sigma}}\,qz/kv},\quad b=2\sqrt{qz}\,\tau_w.$$

Первое слагаемое в виде уголковой скобки в (11) представляет вклад интервала $0\leqslant\tau\leqslant\tau_w$, а второе—отклика среды. Как и следовало ожидать, при увеличении тепловых скоростей атомов относительный вклад отклика среды в полезный сигнал W_y из-за доплеровской дефазировки уменьшается. При увеличении же длительности нестационарный характер ослабевает и поэтому относительный вклад отклика уменьшается.

На рис. 1 представлена зависимость W_y от времени $\tau_з$ задержки пробного УКИ относительно интенсивного. Нестационарный характер взаимодействия проявляется полностью, и поэтому ход W_y не следует экспоненциальному закону распада возбуждения.

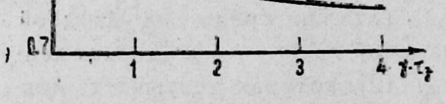


Рис. 1.

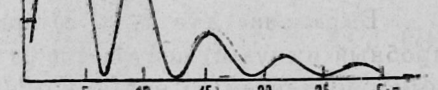


Рис. 2.

Рис. 1. Зависимость полной энергии повернутой компоненты поля от времени задержки пробного импульса относительно интенсивного. W_0—энергия пробного импульса на входе в среду. Расчеты проведены для случая, когда 20% атомов интенсивным циркулярно-поляризованным импульсом возбуждены из подуровня основного состояния $ns_{1/2}(m=1/2)$ на подуровень возбужденного состояния $np_{1/2}(m=1/2)$ атома щелочного металла.

Рис. 2. Зависимость энергии W_y: А) от длительности пробного УКИ τ_w (ε = const); Б) от расстройки резонанса ε (τ_w = const). W_y на оси ординат приведена в относительных единицах.

Рассмотрим теперь случай малых длин (концентраций) резонансной среды: $qz(|A_{\pm\frac{1}{2}}|^2 - |B_{\mp\frac{1}{2}}|^2)/\Delta\omega \ll 1$. Изменение пробного импульса при этом мало, и для компонент поля получаем $(0 \leqslant \tau \leqslant \tau_w)$:

$$E_y(\tau,\ z) = \frac{qz}{2\varepsilon}(\sigma_+^2 - \sigma_-^2)\,[1 - e^{-i\varepsilon\tau}]\,E_w,\ \ E_x(\tau,\ z) \simeq E_w. \tag{12}$$

Поляризация остается квазилинейной и ее эволюция происходит следующим образом. Входная линейная поляризация постепенно поворачивается и слегка становится эллиптической. Дойдя до максимального значения, при котором поляризация снова становится линейной, угол поворота уменьшается в обратной последовательности, и все это периодически повторяется (до $\tau = \tau_w$). Аналитические выражения для эксцентриситета и угла поворота главных осей эллипса мы не приводим, поскольку при желании они могут быть легко выписаны (смотри [14]).

После прохождения основного пробного импульса $(\tau > \tau_w)$ имеем

$$E_y(\tau,\ z) = \frac{qz}{2\varepsilon}(\sigma_+^2 - \sigma_-^2)(e^{i\varepsilon\tau_w} - 1)\,e^{-i\varepsilon\tau - \frac{k^2 v^2 (\tau-\tau_w)^2}{12}}\,E_w, \tag{13}$$

$$E_x(\tau,\ z) = \frac{qz}{2\varepsilon}(\sigma_+^2 + \sigma_-^2)(e^{i\varepsilon\tau_w} - 1)\,e^{-i\varepsilon\tau - \frac{k^2 v^2 (\tau-\tau_w)^2}{12}}\,E_w\,. \tag{14}$$

Главные оси эллипса уже направлены вдоль осей x и y и неподвижны, а их значения из-за доплеровской дефазировки уменьшаются.

Для энергии получается простое выражение

$$W_y \simeq W_0\frac{q^2 z^2}{8\varepsilon^2}(\sigma_+^2 - \sigma_-^2)^2\left\{1 - \frac{\sin\varepsilon\tau_w}{\varepsilon\tau_w} + \frac{4\sqrt{6\pi}}{k v \tau_w}\sin^2\frac{\varepsilon\tau_w}{2}\right\}. \tag{15}$$

Оно показывает, что при малых длинах (концентрациях) резонансной среды закономерности изменения W_y в зависимости от параметров системы аналогичны случаю (квази) стационарного взаимодействия. В частности, при увеличении τ_3 энергия W_y затухает по экспоненциальному закону. В связи с этим заметим, что при $\tau_3 = \infty$ энергия $W_y \neq 0$. Это является следствием остаточной оптической ориентации атома, так как медленная релаксация между магнитными подуровнями основного состояния атома не учитывается.

На рис. 2 представлены зависимости W_y от длительности τ_w и расстройки резонанса ε. Видно, что с продвижением в область меньших длительностей влияние последних на величину полезного сигнала усиливается. Это означает, что в экспериментальных исследованиях нужно или строго контролировать длительность пробного УКИ, или провести усреднение экспериментальных результатов по распределению их длительностей.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Shank C. V., Ippen E. P.* Appl. Phys. Lett., 26, 62 (1975).
2. *Арутюнян В. М.* и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 47, 1627 (1983).
3. *Арутюнян В. М., Канецян Э. Г., Чалтыкян В. О.* ЖЭТФ, 62, 908 (1972).
4. *Манаков Н. Л., Овсянников В. Д.* Квантовая электроника, 2, 1943 (1975).
5. *Wieman C., Hansch T. W.* Phys. Rev. Lett., 36, 1170 (1976).
6. *Зон Б. А., Уразбаев Т. Т.* ЖПС, 28, 424 (1978).
7. *Румянцева Н. К., Смирнов В. С., Тумайкин А. М.* Опт. и спектр., 46, 139 (1979).
8. *Раутиан С. Г., Смирнов Г. И., Шалагин А. М.* Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул. Изд. Наука, Новосибирск, 1979.
9. *Arutunyan V. M., Muradyan A. Zh., Petrosyan L. S.* Optica Acta, 33, 1051 (1986).
10. *Ахманов С. А.* и др. Письма в ЖЭТФ, 29, 294 (1979).
11. *Лисица М. П.* и др. Укр. физ. журнал, 31, 1650 (1986).
12. *Lamb G. L.* Rev. Mod. Phys., 43, 99 (1971).
13. *Кумеков С. Е.* Опт. и спектр., 54, 595 (1983).
14. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теория поля, § 45. Изд. Наука, М., 1967.

ՓՈՐՁՆԱԿԱՆ ԳԵՐԿԱՐՃ ԻՄՊՈՒԼՍԻ ՀԱՊԱՂՄԱՆ ԲԵՎԵՌԱՉԱՓԱԿԱՆ ՄԵԹՈԴԸ ԴՈՊԼԵՐՅԱՆ ԼԱՅՆԱՑՎԱԾ ԳԾԵՐՈՎ ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

Ա. Ժ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ

Փորձնական գերկարճ իմպուլսի հապաղման բևեռաչափական մեթոդը քննարկված է ռեզոնանսային միջավայրի համար, հաշվի առնելով ատոմների ջերմային շարժումները։ Միջավայրի օպտիկական ոչ իզոտրոպությունը ինդուկցվում է բևեռացված ինտենսիվ իմպուլսի կողմից։ Միջավայրի հետ ոչ ստացիոնար փոխազդեցության պայմաններում փորձնական իմպուլսի բևեռացումը դառնում է էլիպտիկ։ Վեր է հանված էլիպսի պարամետրերի կախվածությունը ժամանակից, տարածման կոորդինատից և փոխազդող համակարգի բնութագրիչ մեծություններից։ Հաշված է փորձնական իմպուլսի 90°-ով շրջված բևեռացմամբ բաղադրիչի լրիվ էներգիան։

POLARIZATION METHOD OF ULTRASHORT TEST PULSE DELAY AT BROADENED DOPPLER TRANSITION OF A RESONANT MEDIUM

A. Zh. MURADYAN

The optical anisotropy in a resonant medium induced by an intense ultrashort pulse is considered. The anisotropy is probed by a test ultrashort pulse, which, in general case, is delayed with respect to the intense one. At the interaction with medium the initial linear polarization of the ultrashort test pulse becomes elliptical. Analytical expressions for the variation of ellipse parameters depending on time, coordinates and parameters of the interacting system are obtained and the role played by Doppler dephasing of atoms is revealed. The total energy of test field component rotated by 90° was calculated and it was shown, that its variation versus delay time deviated from the exponential law of excitation damping of the medium. A simple criterion was obtained, at the observation of which this deviation did not take place

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 2, 81—88 (1988)

УДК 621.373;535

ЧЕТЫРЕХФОТОННОЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ УСИЛЕНИЕ ПРИ НАКАЧКЕ УЛЬТРАКОРОТКИМ АДИАБАТИЧЕСКИМ ИМПУЛЬСОМ

Б. В. КРЫЖАНОВСКИЙ

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 20 марта 1987 г.)

Рассмотрен процесс четырехфотонного параметрического усиления слабых волн в двухуровневой среде при интенсивной ультракороткой накачке. Исследовано развитие процесса во времени в зависимости от величины волновой расстройки δk_0. Получены простые выражения для энергий усиленных импульсов как функций частоты затравочного сигнала и величины угла рассеяния.

Воздействие интенсивной квазирезонансной волны накачки на среду двухуровневых атомов создает условия для развития в среде процесса четырехфотонного параметрического рассеяния (ЧПР). Если наряду с накачкой в среду подается слабая волна с частотой ω_3, то в среде наводятся колебания на частотах ω_3 и $\omega_4 = 2\omega_н - \omega_3$, где $\omega_н$ — частота накачки, т. е. инициируется появление волны ω_4. Распространяясь в одном с накачкой направлении, волны ω_3 и ω_4 могут эффективно взаимодействовать и усиливаться посредством процесса ЧПР, в котором поглощаются два кванта волны накачки и излучаются кванты ω_3 и ω_4 при обязательном выполнении законов сохранения энергии $(2\omega_н = \omega_3 + \omega_4)$ и импульса $(2\mathbf{k}_н = \mathbf{k}_3 + \mathbf{k}_4)$ [1—6]. К настоящему времени процесс ЧПР детально исследован в стационарном режиме (см. библиографию в [4]). Развитая теория предсказывает, что процесс ЧПР может успешно протекать, если частота одной из волн, скажем ω_4, близка к частоте атомного перехода ω_a и смещена относительно нее в длинноволновую сторону, а частота ω_3 близка к трехфотонной частоте $2\omega_н - \omega_a$, причем $\omega_3 > 2\omega_н - \omega_a$.

В настоящей работе исследуется развитие процесса ЧПР во времени в условиях, когда длительность накачки τ много меньше времени релаксации Γ^{-1}. Нестационарность процесса ЧПР приводит к зависимости оптимальных (по усилению) углов и частот рассеяния от длины области взаимодействия, интенсивности и длительности накачки.

1. Постановка задачи и основные выражения

Рассмотрим процесс ЧПР, возбуждаемый интенсивным адиабатическим импульсом, распространяющимся вдоль оси z. Пренебрегая истощением накачки, считаем поле ее заданным в виде

$$E_н(z,\ t) = \varepsilon_н(\tau) \exp\left[i(k_н z - \omega_н t)\right] + \text{к. с.}, \tag{1}$$

где $\tau = t - z/c$. Будем рассматривать рассеяние только под малыми к оси z углами. Поля слабых волн ищем в виде

$$E_j(z,\ t) = \varepsilon_j(z,\ \tau) \exp\left[i(k_j^0 z - \omega_j t)\right] + \text{к. с.}, \tag{2}$$

где $k_j^0 = (\omega_j/c)\cos\theta_j$, $j = 3,\ 4$. Здесь θ_3 и θ_4—отсчитываемые от оси z углы рассеяния соответствующих волн, которые с большой точностью можно считать равными друг другу ($\theta_3 = \theta_4 = \theta$).

Будем полагать амплитуды $\varepsilon_{3,4}$ медленными функциями переменных z и τ и пренебрегать движением населенностей квазиэнергетических состояний (КЭС) системы „атом в поле накачки" [7]. Тогда развитие волн будет описываться системой укороченных уравнений Максвелла-Блоха

$$\begin{gathered} \frac{\partial \varepsilon_3}{\partial z} = p\, b^2 Q, \quad \frac{\partial \varepsilon_4}{\partial z} = -\, p\, a^2\, Q^*\, e^{i\delta k_0 z}, \\ \left(\frac{\partial}{\partial \tau} + \Gamma + i\Delta\right) Q = b^{*2}\, \varepsilon_3 + a^2\, \varepsilon_4^*\, e^{i\delta k_0 z}. \end{gathered} \tag{3}$$

Здесь и далее используются следующие обозначения: a и b—амплитуды населенностей основного и возбужденного уровней атома в поле накачки, Q—амплитуда недиагонального элемента матрицы плотности в представлении КЭС [8], $\delta k_0 = 2k_н - k_3^0 - k_4^0$—волновая расстройка для волн в вакууме, s — величина штарковского сдвига резонансной частоты $\omega_a = \omega_0 + s$ относительно ее невозмущенного значения ω_0, d — дипольный момент, N — плотность атомов;

$$\begin{gathered} a = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(1 + \frac{1}{\sqrt{1+\xi}}\right)^{1/2}, \quad b = \frac{\sqrt{2}\,\varepsilon_н\, d}{\hbar\,\Delta_н\,(1 + \xi + \sqrt{1+\xi})^{1/2}}, \\ p = \frac{2\pi\,\omega_0\, N\, d^2}{\hbar c}, \quad s = \Delta_н\,(\sqrt{1+\xi} - 1), \quad \Delta_н = \omega_0 - \omega_н, \\ \xi = 4\,|\varepsilon_н\, d/\hbar\Delta_н|^2, \quad \Delta = \omega_a - \omega_4 = \omega_3 - (2\omega_н - \omega_a). \end{gathered} \tag{4}$$

Общее решение системы уравнений (3) слишком громоздко [9]. Поэтому выпишем вид этого решения только при больших длинах взаимодействия ($pz\tau_н \gg 1$), когда усиление волн $\varepsilon_{3,4}$ может стать существенным (если достаточно велика интенсивность накачки). В этом случае из (3), сохраняя только описывающие экспоненциальное нарастание амплитуд $\varepsilon_{3,4}$ члены, получим

$$\begin{gathered} \varepsilon_3 = p b^2 \int_{-\infty}^{\tau} b^{*2}\, \varepsilon_3(0,\ \tau')\, I_1\left(2\sqrt{(g - g')\, z_0}\right) \left|\frac{z_0}{g - g'}\right|^{1/2} e^{i\psi}\, d\tau', \\ \varepsilon_4^* = \frac{p\, a^2\, e^{i\delta k_0 z}}{i\,\delta k_0} \int_{-\infty}^{\tau} b^{*2}\, \varepsilon_3(0,\ \tau')\, I_0\left(2\sqrt{(g - g')\, z_0}\right) e^{i\psi}\, d\tau', \end{gathered} \tag{5}$$

где $\varepsilon_3(0, \tau)$ — амплитуда сигнала на входе в среду ($z=0$), $I_{0,1}$ — функции Бесселя мнимого аргумента, $g=g(\tau)$, $g'=g(\tau')$ и введены обозначения:

$$g(\tau)=p\int_{-\infty}^{\tau}|b|^4\,d\tau'', \quad z_0=z_0(\tau, \tau')=z-\frac{p}{\delta k_0^2}\int_{\tau'}^{\tau}a^4\,d\tau'', \tag{6}$$

$$\psi=\psi(\tau', \tau')=\int_{\tau'}^{\tau}\left(i\Gamma+\Delta\frac{\delta k}{\delta k_0}\right)d\tau''.$$

Здесь g — инкремент пространственного усиления процесса самостоятельного трехфотонного комбинационного рассеяния, в котором, как и в любом нестационарном ВКР [10], амплитуда комбинационной волны нарастает как $\exp(2\sqrt{gz})$, $\delta k=\delta k(\tau)$ — проекция на ось z вектора $\delta\mathbf{k}=2\mathbf{k}_н-\mathbf{k}_3-\mathbf{k}_4$, $k_j=n_j\omega_j/c$, $n_j=n_j(\tau)$ — показатель преломления волны ω_j в присутствии интенсивной накачки [11]:

$$n_3=1+\frac{2\pi N d^2|b|^4}{\hbar(\omega_3+\omega_2-2\omega_н)}, \quad n_4=1+\frac{2\pi N d^2 a^4}{\hbar(\omega_2-\omega_4)}. \tag{7}$$

2. Рассеяние под малыми углами

Рассмотрение процесса ЧПР проведем, полагая, что амплитуда затравочного сигнала $\varepsilon_3(0, \tau)$ слабо меняется за время воздействия накачки. Характер изменения интенсивностей слабых волн во времени существенным образом зависит от величины δk_0 ($\delta k_0\approx k_н\theta^2$). При малых углах рассеяния, таких, что $\delta k_0\ll(p\tau_н/z)^{1/2}$, выражения (5) методом перевала преобразуются к хорошо известному (см., например, [12]) виду

$$|\varepsilon_3|=|\varepsilon_4|=\frac{1}{2}|\varepsilon_3(0, \tau)|\,e^{Gz}, \tag{8}$$

где

$$G=\left(\beta^2-\frac{1}{4}\delta k^2\right)^{1/2}, \quad \beta=\frac{p|ab|^2}{\Delta}. \tag{9}$$

Как видим, рассеяние под малыми углами носит квазистационарный характер, т. е. инкремент усиления G определяется мгновенным значением интенсивности накачки, и слабые волны движутся вместе с накачкой без отставания. Дифференцируя во времени правую часть выражения (8), нетрудно убедиться, что амплитуды $\varepsilon_{3,4}$ имеют острый максимум в узкой окрестности момента времени $\tau=\tau_0$, когда выполняется условие фазового синхронизма $\delta k(\tau_0)=0$ (рис. 1). Инкремент усиления в максимуме имеет вид $G=\beta(\tau_0)$.

Определим длительности τ_3 и τ_4 трехфотонного и резонансного импульсов как полуширину этого максимума на его полувысоте. Рассмотрим сначала случай слабой накачки, такой, что максимальное значение s_{max} штарковского сдвига меньше величины начальной расстройки $\Delta_0 = \Delta(\pm\infty) = \omega_0 - \omega_4 = \omega_3 + \omega_0 - 2\omega_н$. В этом случае из (8) и (9) получаем

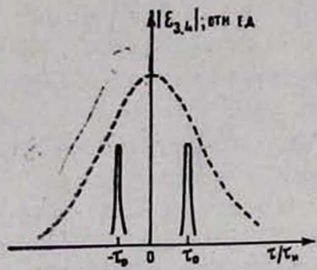


Рис. 1.

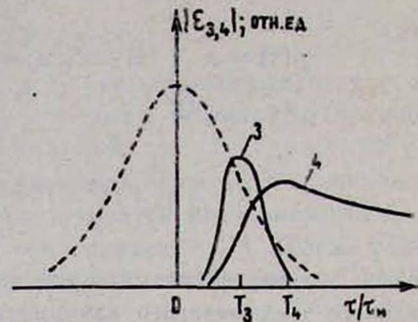


Рис. 2.

Рис. 1. При рассеянии под малым углом ($\theta \ll \theta_0$) выходной сигнал ε_3 состоит из двух импульсов (сплошные кривые), центрированных вокруг точек $\tau=\pm\tau_0$. Это—точки равной интенсивности на переднем и заднем фронтах импульса накачки, в которых $\delta k = 0$. Форма сигнала ε_4 в точности повторяет ε_3. Здесь рассмотрен конкретный пример $\theta=10^{-2}\theta_0$ при следующих значениях параметров взаимодействия: слабая накачка ($\xi=0{,}1$) с огибающей гауссовой формы (пунктир), $\tau_н=80$ пс, $\Delta_н=40$ см$^{-1}$, толщина оптического слоя $Nz=10^{16}$ см$^{-2}$.

(Рис. 2. Характерный вид изменения амплитуд ε_j (кривые $j=3, 4$) при рассеянии на „большой" угол ($\theta \gtrsim \theta_0$). Здесь $\theta=2\theta_0$ и взяты те же параметры взаимодействия, что и на рис. 1.

$$\tau_3 = \tau_4 = \left|\left(1 + \left|\frac{\Delta_н}{\Delta_0}\right|\right) \frac{d\sqrt{\beta z}}{d\tau}\right|^{-1}_{\tau=\tau_0} \sim \frac{\tau_н}{\left(1 + \left|\frac{\Delta_н}{\Delta_0}\right|\right)\sqrt{\beta(\tau_0) z}}. \qquad (10)$$

Как видим, при больших усилениях, когда $\beta(\tau_0) z \gg 1$, имеет место значительное укорочение усиливаемых волн по сравнению с длительностью накачки. Укорочение особенно сильно в случае $|\Delta_н| \gg \Delta_0$.

В насыщающих полях накачки, таких, что $|s_{max}| > |\Delta_0|$, величина $\Delta = \Delta_0 + s(\tau)$, следуя за изменениями интенсивности накачки, может обратиться в нуль. Наиболее интересным здесь представляется случай, когда величина текущей расстройки Δ в точке фазового синхронизма становится значительно меньше величины начальной расстройки Δ_0, т. е. $\Delta(\tau_0) \ll |\Delta_0|$. В этом случае $\tau_{3,4}$ определяются выражением:

$$\tau_3 = \tau_4 \sim \tau_н \frac{\Delta(\tau_0)}{|\Delta_0| \sqrt{\beta(\tau_0) z}}. \qquad (11)$$

Условие $\delta k(\tau_0) = 0$, определяющее в неявном виде точку фазового синхронизма τ_0, можно переписать в виде

$$\delta k_0 = \left.\frac{p(a^4 + |b|^4)}{\Delta}\right|_{\tau=\tau_0}. \qquad (12)$$

Отсюда следуют выражения для частот волн, которые могут усиливаться в задаваемом величиной δk_0 направлении:

$$\omega_4 = \omega_0 + s(\tau_0) - \frac{p[a(\tau_0)^4 + b(\tau_0)|^4]}{\delta k_0}, \quad \omega_3 = 2\omega_н - \omega_4. \qquad (13)$$

Из (12), с учетом соотношения $\delta k_0 \ll (p\tau_н/z)^{1/2}$, вытекает неравенство

$$\Delta(\tau_0) \gg \frac{p}{\delta k_0} \gg \left(\frac{pz}{\tau_н}\right)^{1/2}, \tag{14}$$

означающее, что под малыми углами усиливаются только волны, отстройка $\Delta(\tau_0)$ которых в точках фазового синхронизма значительно больше ширины линии поглощения.

3. Рассеяние под „большими" углами

Как следует из (5), усиление растет с ростом величины δk_0. Наиболее высокий уровень усиления достигается в случае $\delta k_0 \gg (p\tau_н/z)^{1/2}$. Соответствующие углы мы будем называть «большими», подразумевая, однако, $\theta < 1$. Анализ выражений (5) показывает, что усиление может иметь место только в том случае, если в некоторый момент времени τ_0 на переднем фронте импульса накачки будет выполняться условие фазового согласования $\delta k(\tau_0)=0$. Точку τ_0 можно считать моментом включения механизма ЧПР: при $\tau<\tau_0$ нет усиления слабых волн; нарастание их амплитуд происходит при $\tau>\tau_0$.

В случае $\tau>\tau_0$ выражения (5) методом стационарной фазы преобразуются к виду

$$\varepsilon_3(z,\tau) = p\varepsilon_3(0,\tau_0)\, b^*(\tau_0)^2\, b(\tau)^2 \left|\frac{2\pi z_0}{(g-g_0)\,\dot{s}(\tau_0)}\right|^{1/2} I_1\left(2\sqrt{(g-g_0)z_0}\right) e^{i\psi},$$

$$\varepsilon_4^*(z,\tau) = \frac{p\,\varepsilon_3(0,\tau_0)\, b^*(\tau_0)^2}{i\delta k_0 |\dot{s}(\tau_0)|^{1/2}}\, a(\tau)^2\, I_0\left(2\sqrt{(g-g_0)z_0}\right) e^{i(\psi+\delta k_0 z)}, \tag{15}$$

где $g_0 = g(\tau_0)$, величины $z_0 = z_0(\tau,\tau_0)$ и $\psi=\psi(\tau,\tau_0)$ определяются выражениями (6). Как следует из (15), максимальные значения амплитуд $\varepsilon_{3,4}$ достигаются на заднем фронте импульса накачки, где аргумент бесселевых функций становится наибольшим. Одновременно из вида выражений (15) следует, что чем дальше от центра импульса накачки удалена точка τ_0 (т. е. чем раньше включается механизм ЧПР), тем меньше величина g_0 и тем большее усиление приобретают слабые волны.

Параметры резонансного и трехфотонного импульсов определим в пределе больших усилений, полагая $g(\infty)z \gg 1$. Для определенности зададим форму огибающей накачки в виде $\varepsilon_н = \varepsilon_н^0 \exp(-|\tau/\tau_н|^m)$. В этом случае величина задержки T_3 пика трехфотонного импульса от пика импульса накачки и длительность τ_3 трехфотонного импульса определяются из (15):

$$\tau_3 = \frac{\tau_н}{2m}\left(\frac{\tau_н}{T_3}\right)^{m-1}, \quad T_3 = \tau_н \left|\frac{1}{8}\ln\{4z[g(\infty)-g(\tau_0)]\}\right|^{1/m}. \tag{16}$$

Анализ второго из выражений (15) показывает, что амплитуда резонансного импульса достигает максимума в некоторый момент времени $\tau=T_4$ и при временах $\tau>T_4$ спадает квазиэкспоненциально за время $\sim\tau_4$, которое можно определить как длительность резонансного излучения:

$$\tau_4^{-1} = \Gamma + \frac{p}{2\delta k_0^2}\left|\frac{g(\infty) - g(\tau_0)}{z}\right|^{1/2}, \quad T_4 = \tau_н \left(\ln \frac{z\,\delta k_0^2}{4\,p\,\tau_н}\right)^{1/m}. \qquad (17)$$

Как следует из (16), (17), резонансная волна отстает от накачки сильнее, чем трехфотонная ($T_4 > T_3$), а ее длительность превосходит длительности возбуждающего и трехфотонного импульсов ($\tau_4 > \tau_н, \tau_3$).

Оптимизация максимальных амплитуд $\varepsilon_3(z, T_3)$ и $\varepsilon_4(z, T_4)$ по величине τ_0 (т. е. фактически по частоте затравочного сигнала) показывает, что наибольшее усиление достигается в случае $\tau_0 \simeq -2T_3$, что соответствует оптимальной частоте затравки

$$\omega_3^0 = 2\omega_н - \omega_0 - s_0 + \frac{p}{\delta k_0}, \quad s_0 = \frac{\Delta_н}{2\,m}\left|\frac{g(\infty)}{z\,p^2\,\tau_н^2}\right|^{1/4} < \frac{s_{max}}{4m\,|g(\infty)\,z|^{1/4}}. \qquad (18)$$

Процесс рассеяния в рассматриваемом здесь пределе «больших» углов носит каскадный характер. На первом его этапе излучается трехфотонный импульс; одновременно происходит когерентное возбуждение среды [7]. На втором этапе энергия возбуждения высвечивается в виде продолжительного резонансного импульса (см. рис. 2). Частоты усиленных волн (на выходе из среды) могут сильно отличаться от их значений на входе. Так, если варьировать частоту затравочного трехфотонного сигнала в пределах от $2\omega_н - \omega_0 + p/\delta k_0$ до $2\omega_н - \omega_0 - s_{max} + p/\delta k_0$ (только в этих пределах может выполняться условие $\delta k = 0$), то частота выходного сигнала будет оставаться детерминированной: $\omega_3 = 2\omega_н - \omega_0 - s(T_3) + p/\delta k_0$, где величина штарковского сдвига $s(T_3)$ практически не зависит от частоты входного сигнала. Основная часть энергии резонансной волны высвечивается уже в отсутствие накачки, поэтому ее частота вне зависимости от значений частот затравочных сигналов не содержит штарковских сдвигов и определяется выражением $\omega_4 = \omega_0 - p/\delta k_0$.

В эксперименте проще и надежнее всего измеряется энергия импульса. Выпишем выражения для энергий трехфотонного (J_3) и резонансного (J_4) импульсов, усиленных из затравки с оптимальной для заданного угла частотой ω_3^0 из (18) как функции угла θ. Полагая для простоты, что задний фронт накачки спадает экспоненциально, и используя (15), получим

$$J_3 = \frac{|\varepsilon_3(0, \tau_0)|^2}{2\,p\,z\,\tau_н\,|\Delta_н|} \exp\left[4\sqrt{g(\infty)\,z} - (\theta_0/\theta)^4\right],$$

$$J_4 = J_3\left[1 + 2\,\Gamma\,T_3\,(\theta/\theta_0)^4\right]^{-1}, \quad \theta_0 = \left[\frac{p\,T_3\sqrt{g(\infty)\,z}}{k_н^2\,z}\right]^{1/4}. \qquad (19)$$

Как видно из (19), в широкой области углов, таких, что $\theta < \theta_0\,(2\Gamma T_3)^{-1/4}$, энергии J_3 и J_4 равны друг другу. Энергия трехфотонного импульса непрерывно растет с ростом θ. При $\theta > \theta_0$ этот рост насыщается и величина J_3 достигает своего верхнего предела, соответствующего процессу самостоятельного трехфотонного ВКР. Энергия резонансного импульса принимает максимальное значение при $\theta = \theta_0\,(2\Gamma\,T_3)^{-1/8}$

При $\theta > \theta_0 (2\Gamma T_3)^{-1/8}$ величина J_4 падает как θ^{-4}, поскольку частота ω_4 достаточно близко подходит к резонансу и поглащение начинает превалировать над усилением.

В последнем нетрудно убедиться, выписав величины $J_{3,4}$ как функции несущих частот рассеиваемых под оптимальным углом волн:

$$J_3 = \frac{|\varepsilon_3(0, \tau_0)|^2}{2 p z \tau_{\text{и}} |\Delta_{\text{и}}|} \exp [4 \sqrt{g(\infty) z} - (\Delta_0/\gamma)^2],$$

$$J_4 = J_3 \frac{\Delta_0^2}{\Delta_0^2 + 4\Gamma T_3 \gamma^2}, \tag{20}$$

где

$$\Delta_0 = \omega_0 - \omega_4 = \omega_3 - (2\omega_{\text{н}} - \omega_0 - s_0), \quad \gamma = \left(\frac{p z}{4 T_3 \sqrt{g(\infty) z}} \right)^{1/2}. \tag{21}$$

Максимум распределения J_4 приходится на частоту $\omega_4 = \omega_0 - \gamma (4\Gamma T_3)^{1/4}$, находящуюся в пределах ширины линии поглощения. При более близком подходе к резонансу, что соответствует рассеянию на углы $\theta > \theta_0 (2\Gamma T_3)^{-1/8}$, величина J_4 спадает как Δ_0^2.

Автор благодарит М. Л. Тер-Микаеляна за плодотворные дискуссии и обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Bloembergen N., Shen Y. R.* Phys. Rev., 137, 133 (1964).
2. *Арутюнян В. М., Канецян Е. Г., Чалтыкян В. О.* ЖЭТФ, 59, 195 (1970).
3. *Mollow B. R.* Phys. Rev., A7, 1319 (1973)
4. *Skinner S. H.* Optics Commun., 41, 255 (1982).
5. *Плеханов А. И.* и др. ЖЭТФ, 88, 426 (1985).
6. *Крыжановский Б. В., Меликян А. О.* Оптика и спектр., 59, 161 (1985).
7. *Тер-Микаелян М. Л., Меликян А. О.* ЖЭТФ, 58, 281 (1970).
8. *Kryzhanovsky B. V., Melikyan A. O.* Optics Commun., 29, 164 (1979).
9. *Крыжановский Б. В., Григорян Г. Г.* Препринт ИФИ—86—120, Ереван, 1986.
10. *Ахманов С. А.* и др. ЖЭТФ, 59, 485 (1970).
11. *Тер-Микаелян М. Л.* Препринт ИФИ—74—11, Ереван, 1974.
12. *Boyd R. W., Raymer M. G., Harter D. J.* Phys. Rev., A 24, 411 (1981).

ՔԱՌԱՖՈՏՈՆ ՊԱՐԱՄԵՏՐԻԿ ՈՒԺԵՂԱՑՈՒՄԸ ԱԴԻԱԲԱՏԻԿ ԳԵՐԿԱՐՃ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐՈՎ ՄՂՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Բ. Վ. ԿՐԻԺԱՆՈՎՍԿԻ

Դիտարկված է թույլ ալիքների քառաֆոտոն պարամետրիկ ուժեղացման պրոցեսը ինտենսիվ գերկարճ իմպուլսներով մղման առկայությամբ երկմակարդակ միջավայրում: Հետազոտված է պրոցեսի զարգացումը ժամանակի ընթացքում կախված ալիքային ապալարքի δk_0 մեծությունից: Ստացված են պարզագույն արտահայտություններ ուժեղացված իմպուլսների էներգիայի համար որպես ֆունկցիա ընկնող ազդանշանի հաճախությունից և ցրման անկյան մեծությունից:

FOUR-WAVE PARAMETRIC GAIN UNDER PUMPING BY ULTRASHORT ADIABATIC PULSE

B. V. KRYZHANOVSKY

The process of four-wave mixing in two-level media under intense pumping by an ultrashort pulse is discussed. The evolution of the process of four-wave mixing in time and its dependence on the magnitude of phase mismatch δk_0 is investigated. Simple expressions for the energies of gained pulses as functions of input signal frequency and of the value of scattering angle are obtained.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 2, 88—92 (1988)

УДК 621.378.325

КОНКУРЕНЦИЯ МОД В ТОНКОПЛЕНОЧНОМ УСИЛИТЕЛЕ-ГЕНЕРАТОРЕ

Г. В. АРУТЮНЯН, Г. П. ДЖОТЯН, Г. Р. САРКИСЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 2 апреля 1987 г.)

Исследовано взаимодействие двух электромагнитных волн с однородным по коэффициенту усиления квазиволноводным слоем. Проанализированы конкуренция этих волн и эффект захвата пространственной моды генерации тонкопленочного квазиволноводного лазера.

Инжекция внешнего излучения в резонатор лазера находит широкое применение на практике для стабилизации частоты, повышения выходной мощности и спектральной яркости излучения различного типа генераторов [1—4]. В работе [5] было исследовано усиление плоской электромагнитной волны в тонкопленочном лазерно-активном квазиволноводном слое (КС), в том числе и в случае, когда превышен порог генерации системы. Было показано, что в этом режиме усиления имеют место бистабильность и гистерезисный характер зависимости интенсивности волны, прошедшей через квазиволноводный слой, от интенсивности волны, падающей на КС. Был выявлен эффект захвата (вынужденной синхронизации) волнового вектора излучения генерации усиливаемым (инжектируемым) сигналом.

Для анализа механизма эффекта захвата необходимо рассмотреть взаимодействие с лазерно-активным КС и конкуренцию по крайней мере двух электромагнитных волн. Исследованию этого вопроса и посвящена настоящая работа.

Рассмотрим взаимодействие двух плоских электромагнитных волн с частотами ω_1 и ω_2, падающих на лазерно-активный КС под углами θ_1 и θ_2 (рис. 1). Усиливающая среда предполагается однородно уширенной с центральной частотой активного перехода ω_0. Считая частоты

FOUR-WAVE PARAMETRIC GAIN UNDER PUMPING BY ULTRASHORT ADIABATIC PULSE

B. V. KRYZHANOVSKY

The process of four-wave mixing in two-level media under intense pumping by an ultrashort pulse is discussed. The evolution of the process of four-wave mixing in time and its dependence on the magnitude of phase mismatch δk_0 is investigated. Simple expressions for the energies of gained pulses as functions of input signal frequency and of the value of scattering angle are obtained.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 2, 88—92 (1988)

УДК 621.378.325

КОНКУРЕНЦИЯ МОД В ТОНКОПЛЕНОЧНОМ УСИЛИТЕЛЕ-ГЕНЕРАТОРЕ

Г. В. АРУТЮНЯН, Г. П. ДЖОТЯН, Г. Р. САРКИСЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 2 апреля 1987 г.)

Исследовано взаимодействие двух электромагнитных волн с однородным по коэффициенту усиления квазиволноводным слоем. Проанализированы конкуренция этих волн и эффект захвата пространственной моды генерации тонкопленочного квазиволноводного лазера.

Инжекция внешнего излучения в резонатор лазера находит широкое применение на практике для стабилизации частоты, повышения выходной мощности и спектральной яркости излучения различного типа генераторов [1—4]. В работе [5] было исследовано усиление плоской электромагнитной волны в тонкопленочном лазерно-активном квазиволноводном слое (КС), в том числе и в случае, когда превышен порог генерации системы. Было показано, что в этом режиме усиления имеют место бистабильность и гистерезисный характер зависимости интенсивности волны, прошедшей через квазиволноводный слой, от интенсивности волны, падающей на КС. Был выявлен эффект захвата (вынужденной синхронизации) волнового вектора излучения генерации усиливаемым (инжектируемым) сигналом.

Для анализа механизма эффекта захвата необходимо рассмотреть взаимодействие с лазерно-активным КС и конкуренцию по крайней мере двух электромагнитных волн. Исследованию этого вопроса и посвящена настоящая работа.

Рассмотрим взаимодействие двух плоских электромагнитных волн с частотами ω_1 и ω_2, падающих на лазерно-активный КС под углами θ_1 и θ_2 (рис. 1). Усиливающая среда предполагается однородно уширенной с центральной частотой активного перехода ω_0. Считая частоты волн мало отличающимися от центральной частоты активного перехода, пренебрежем дисперсией коэффициента усиления среды. Принятые обозначения совпадают с использованными в работе [5]. Как и в этой работе, взаимодействующие волны предполагаются E-поляризованными.

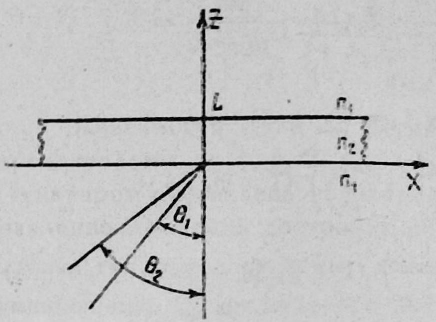


Рис. 1. Схема взаимодействия двух электромагнитных волн с усиливающим КС.

Проведя операцию укорочения волнового уравнения (см. [5]) в усиливающем слое, для безразмерных интенсивностей взаимодействующих волн получим следующую систему уравнений:

$$\frac{d}{dz}\overset{+}{I}_{1,\,2}=\gamma_{1,\,2}\frac{\overset{+}{I}_{1,\,2}}{F},$$

$$-\frac{d}{dz}\overset{-}{I}_{1,\,2}=\gamma_{1,\,2}\frac{\overset{-}{I}_{1,\,2}}{F}, \tag{1}$$

где $\overset{\pm}{I}_{1,2}$ —нормированные на параметр насыщения интенсивности взаимодействующих волн, бегущих в КС с положительной и отрицательной проекциями волнового вектора на ось z,

$$F=1+\overset{+}{I}_1+\overset{-}{I}_1+\overset{+}{I}_2+\overset{-}{I}_2,\ \gamma_1=\frac{n_2\,\alpha}{k_{21}},\ \gamma_2=\frac{n_2\,\alpha}{k_{22}},$$

$$k_{11}=\frac{\omega_1}{c}\,n_1\cos\theta_1,\ k_{12}=\frac{\omega_2}{c}\,n_1\cos\theta_2,$$

$$k_{21}=\frac{\omega_1}{c}\sqrt{n_2^2-n_1^2\sin^2\theta_1},\ k_{22}=\frac{\omega_2}{c}\sqrt{n_2^2-n_1^2\sin^2\theta_2}.$$

Из (1) следуют интегралы движения

$$\overset{+}{I}_1(z)\,\overset{-}{I}_1(z)=c_1,\ \overset{+}{I}_2(z)\,\overset{-}{I}_2(z)=c_2,$$

$$\frac{\overset{+}{I}{}_1^{\eta}(z)}{\overset{+}{I}_2(z)}=c_3,\quad \frac{\overset{-}{I}{}_1^{\eta}(z)}{\overset{-}{I}_2(z)}=c_4, \tag{2}$$

где $c_j\,(j=1,\cdots,4)$—постоянные, определяемые из граничных условий,

$$\eta=\gamma_2/\gamma_1=k_{21}/k_{22},\ c_4=c_1^{\eta}/c_2\,c_3.$$

Воспользовавшись соотношениями (2), проинтегрируем систему уравнений (1). Учитывая граничные условия задачи, представляющие собой условия непрерывности тангенциальных составляющих напряженностей электрического и магнитного полей на границах раздела КС при $z=0$ и $z=L$, и введя параметры усиления

$$\xi_1=\frac{\overset{+}{I}_1(L)}{\overset{+}{I}_1(0)}, \quad \xi_2=\frac{\overset{+}{I}_2(L)}{\overset{+}{I}_2(0)},$$

для которых из (1) следует соотношение $\xi_2=\xi_1^{\eta}$, получаем

$$\ln\xi_1+\frac{1}{4}I_{10}R_1(\xi_1)\frac{\xi_1-1}{\xi_1}\left(1+\frac{k_{11}}{k_{21}}\right)^2(1+p_1\xi_1)+$$

$$+\frac{1}{4}I_{20}R_2(\xi_1)\frac{\xi_1^{\eta}-1}{\eta\,\xi_1^{\eta}}\left(1+\frac{k_{12}}{k_{22}}\right)^2(1+p_2\xi_1^{\eta})=\gamma_1 L, \tag{3}$$

$$I_{\text{пр}}^{(1)}=I_{10}R_1(\xi_1),\quad I_{\text{пр}}^{(2)}=I_{20}R_2(\xi_2), \tag{4}$$

где

$$R_{1,2}(\xi_{1,2})=\frac{\xi_{1,2}(1-p_{1,2})^2}{p_{1,2}^2\xi_{1,2}^2-2p_{1,2}\xi_{1,2}\cos(2k_{21,2}L)+1},$$

$$p_1=\left(\frac{k_{21}-k_{11}}{k_{21}+k_{11}}\right)^2,\quad p_2=\left(\frac{k_{22}-k_{12}}{k_{22}+k_{12}}\right)^2,$$

I_{10}, $I_{\text{пр}}^{(1)}$ и I_{20}, $I_{\text{пр}}^{(2)}$—интенсивности падающей на КС и прошедшей через КС первой и второй волн.

Для анализа особенностей инжекции внешнего сигнала в лазерно-активный КС предположим, что одна из взаимодействующих волн, например волна с частотой ω_1 и углом θ_1 выхода (падения) излучения из слоя, представляет собой собственную моду КС и что на ней имеет место генерация ($I_{10}=0$). Как следует из (4), в этом случае $\xi_1=1/p_1$. Из систем уравнений (3) и (4) получаем следующие зависимости интенсивностей $I_{\text{пр}}^{(1)}$ и $I_{\text{пр}}^{(2)}$ прошедших через слой волн как функций интенсивности инжектируемого сигнала I_{20}:

$$I_{\text{пр}}^{(1)}(I_{20})=\frac{2}{1-p_1}\,\frac{1}{\left(1+\frac{k_{11}}{k_{21}}\right)^2}\Bigg\{\gamma_1 L+\ln p_1-$$

$$-\frac{1}{4\eta}I_{20}R_2\left(\xi_1=\frac{1}{p_1}\right)(1-p_1^{\eta})\left(1+\frac{k_{12}}{k_{22}}\right)^2\left(1+\frac{p_2}{p_1^{\eta}}\right)\Bigg\}, \tag{5}$$

$$I_{\text{пр}}^{(2)}(I_{20})=I_{20}R_2\left(\xi_1=\frac{1}{p_1}\right).$$

Из полученного решения задачи об инжекции в лазерно-активный КС следует, что с увеличением интенсивности I_{20} инжектируемого сигнала имеет место уменьшение по линейному закону интенсивности $I_{\text{пр}}^{(1)}$ генерационной моды. Значение $I_{20}=I_{20}^{\text{кр}}$, при котором $I_{\text{пр}}^{(1)}(I_{20}=I_{20}^{\text{кр}})=0$ и генерация системы имеет место в направлении и на частоте инжектируемого сигнала, представляет собой пороговое значение интенсивности инжектируемого сигнала, при котором имеет место захват (вынужденная синхронизация) пространственной моды генерации КС инжектируемым сигналом:

$$I_{20}^{кр} = \frac{4\eta}{1 - p_1^{\eta}} \frac{1}{\left(1 + \frac{k_{12}}{k_{22}}\right)^2} \frac{\gamma_1 L + \ln p_1}{\left(1 + \frac{p_2}{p_1^{\eta}}\right) R_2\left(\xi_1 = \frac{1}{p_1}\right)}.$$

Зависимости $I_{пр}^{(1)}$ и $I_{пр}^{(2)}$ от интенсивности I_{20} инжектируемой волны представлены на рис. 2 при $k_{21} L = \pi$, $k_{22} L = 1{,}005\,\pi$, $\alpha = 10$ см$^{-1}$. Пунктиром обозначена неустойчивая ветвь решения, стрелками—направление движения состояния системы. При $I_{20} = 0$ имеет место свободная генерация системы (точка $I_{ген}^{(1)}$). Увеличение I_{20} приводит к уменьшению $I_{пр}^{(1)}$ до нулевого значения при $I_{20} = I_{20}^{пор}$. Это сопровождается ростом $I_{пр}^{(2)}$, и при $I_{20} = I_{20}^{пор}$ $I_{пр}^{(2)}$ скачком переходит в устойчивое состояние (верхняя ветвь решения).

Рис. 2. Зависимости выходных интенсивностей генерации $I_{пр}^{(1)}$ (*а*) и усиливаемой волны $I_{пр}^{(2)}$ (*б*) от интенсивности I_{20} инжектируемого сигнала.

Исследованный в настоящей работе эффект захвата пространственной моды генерации лазерно-активного КС инжектируемым сигналом может быть использован для стабилизации и изменения по заданному закону направления распространения и частоты излучения генерации лазерно-активного КС.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Басов Н. Г. и др.* Труды ФИАН, 31, 63 (1968).
2. *Ораевский А. Н., Успенский А. В.* Труды ФИАН, 31, 87 (1968).
3. *Bjorkholm J. E., Danielmeyer H. G.* Appl. Phys. Lett., 15, 171 (1969).
4. *Абдуллин У. А. и др.* Квантовая электроника, 11, 800 (1984).
5. *Арутюнян Г. В., Джотян Г. П.* Изв. АН АрмССР, Физика, 19, 286 (1984).

ՄՈԴԱՆԵՐԻ ՄՐՑԱԿՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՆՈՒՐԲԹԱՂԱՆԹԱՅԻՆ ՔՎԱԶԻԱԼԻՔԱՏԱՐ ՈՒԺԵՂԱՑՈՒՑԻՉ-ԳԵՆԵՐԱՏՈՐՈՒՄ

Գ. Վ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Գ. Պ. ՋՈԹՅԱՆ, Գ. Ռ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ

Հետազոտված է երկու էլեկտրամագնիսական ալիքների փոխազդեցությունը համասեռ ուժեղացման գործակցով քվազիալիքատար շերտի հետ։ Վերլուծված է այդ ալիքների մրցակցությունը և նուրբ թաղանթային քվազիալիքատար լազերի գեներացիայի տարածական մոդայի ամրման էֆեկտը։

MODE COMPETITION IN THIN-FILM AMPLIFIER-GENERATOR

G. V. ARUTYUNYAN, G. P. DJOTYAN, G. R. SARKSYAN

The interaction of two plane electromagnetic waves with plane-parallel amplifying quasi-waveguide layer is investigated taking into account the gain saturation. The competition of these waves and the effect of generated spatial mode capture by an externally injected signal is analyzed.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 2, 92—95 (1988)

УДК 537.311.322

ЗАКОН ДИСПЕРСИИ ЭЛЕКТРОНА В ПОВЕРХНОСТНОЙ ПОДЗОНЕ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ С УЗКОЙ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНОЙ

З. А. КАСАМАНЯН, М. А. ЧАЛАБЯН

Ереванский политехнический институт

(Поступила в редакцию 4 мая 1987 г.)

Определена зависимость энергии электрона от двумерного волнового вектора вдоль поверхности в собственной поверхностной подзоне узкощелевого полупроводника и ее положения в запрещенной зоне.

Хорошо известно, что электронные свойства приповерхностной области полупроводников существенно зависят от структуры энергетического спектра электронов на поверхности. Исследования атомарно чистой поверхности полупроводников в условиях сверхвысокого вакуума свидетельствуют о том, что в запрещенной зоне ряда полупроводников образуется собственная двумерная поверхностная подзона. От энергетического положения этой подзоны и закона дисперсии электронов в ней, в конечном счете, зависят многие физические характеристики приповерхностной области. В настоящее время делается много попыток теоретически определить положение поверхностной подзоны в конкретных полупроводниках и определенных условиях на поверхности, однако о самом

ՄՈԴԱՆԵՐԻ ՄՐՑԱԿՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՆՈՒՐԲԹԱՂԱՆԹԱՅԻՆ ՔՎԱԶԻԱԼԻՔԱՏԱՐ ՈՒԺԵՂԱՑՈՒՑԻՉ-ԳԵՆԵՐԱՏՈՐՈՒՄ

Գ. Վ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Գ. Պ. ՋՈԹՅԱՆ, Գ. Ռ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ

Հետազոտված է երկու էլեկտրամագնիսական ալիքների փոխազդեցությունը համասեռ ուժեղացման գործակցով քվազիալիքատար շերտի հետ։ Վերլուծված է այդ ալիքների մրցակցությունը և նուրբ թաղանթային քվազիալիքատար լազերի գեներացիայի տարածական մոդայի ամրման էֆեկտը։

MODE COMPETITION IN THIN-FILM AMPLIFIER-GENERATOR

G. V. ARUTYUNYAN, G. P. DJOTYAN, G. R. SARKSYAN

The interaction of two plane electromagnetic waves with plane-parallel amplifying quasi-waveguide layer is investigated taking into account the gain saturation. The competition of these waves and the effect of generated spatial mode capture by an externally injected signal is analyzed.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 2, 92—95 (1988)

УДК 537.311.322

ЗАКОН ДИСПЕРСИИ ЭЛЕКТРОНА В ПОВЕРХНОСТНОЙ ПОДЗОНЕ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ С УЗКОЙ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНОЙ

З. А. КАСАМАНЯН, М. А. ЧАЛАБЯН

Ереванский политехнический институт

(Поступила в редакцию 4 мая 1987 г.)

Определена зависимость энергии электрона от двумерного волнового вектора вдоль поверхности в собственной поверхностной подзоне узкощелевого полупроводника и ее положения в запрещенной зоне.

Хорошо известно, что электронные свойства приповерхностной области полупроводников существенно зависят от структуры энергетического спектра электронов на поверхности. Исследования атомарно чистой поверхности полупроводников в условиях сверхвысокого вакуума свидетельствуют о том, что в запрещенной зоне ряда полупроводников образуется собственная двумерная поверхностная подзона. От энергетического положения этой подзоны и закона дисперсии электронов в ней, в конечном счете, зависят многие физические характеристики приповерхностной области. В настоящее время делается много попыток теоретически определить положение поверхностной подзоны в конкретных полупроводниках и определенных условиях на поверхности, однако о самом законе дисперсии и эффективной массе электрона в поверхностной подзоне имеется немного сведений.

В работе [1] вычислена эффективная масса электрона в поверхностной подзоне полупроводника с узкой запрещенной зоной при равенстве эффективных масс электронов m_e и дырок m_p в зонах $(m_e = m_p = m)$ и получена формула

$$m_s = m \,\Delta\, E_0^{-1}, \tag{1}$$

где E_0—положение края поверхностной подзоны; начало отсчета энергии выбрано в середине запрещенной зоны шириной 2Δ.

В полупроводниках с узкой запрещенной зоной эффективные массы электронов и дырок в зонах близки, но не равны друг другу $(m_e \neq m_p)$. Поэтому представляет интерес нахождение закона дисперсии или, по крайней мере, вычисление эффективной массы электрона в поверхностной подзоне при вариации ее положения в пределах запрещенной зоны. Как известно [2, 3], положение поверхностного уровня существенно зависит от граничных условий, и при их вариации в широких пределах оно может меняться практически от одного края запрещенной зоны до другого.

Уравнение для определения спектра поверхностных состояний при малых значениях двумерного волнового вектора $\mathbf{q}$ вдоль поверхности имеет вид [4] $(\hbar = 1)$:

$$(G_1' + 2m_0)\, G_1^{-1} = (G_2' - 2m_0)\, G_2^{-1}, \tag{2}$$

где $G_1 = G_1(z_0,\ z_0;\ \mathbf{q};\ E)$—квазиодномерная функция Грина (ФГ) электрона в силовом поле потенциала поверхности, зависящая от $\mathbf{q}$ в качестве параметра, $G_2 = G_2(z_0,\ z_0;\ \mathbf{q};\ E)$ — та же функция в периодическом поле кристалла, $z = z_0$ — положение плоскости раздела кристалла поверхностью, штрих означает производную по z_0, m_0 — масса свободного электрона.

Уравнение (2) определяет положение поверхностной подзоны в запрещенной зоне полупроводника и закон дисперсии $E = E(\mathbf{q})$ электрона в ней, если известна ФГ электрона в периодическом поле кристалла. Вариация граничных условий на поверхности здесь достигается изменением потенциала поверхности, определяющего ФГ G_1. Последняя обычно зависит от E и q, например в модели скачкообразного изменения потенциала поверхности имеем

$$G_1' = 0,\ \ G_1 = m_0\,[2m_0\,(V - E) + q^2]^{-1/2} \approx m_0^{1/2}\,(2V)^{-1/2}$$

(при $V \gg E - q^2/(2m_0)$).

В полупроводниках с узкой запрещенной зоной в двузонном приближении ФГ электрона имеет вид

$$G_2(z_0,\ z_0;\ \mathbf{q};\ E) = \rho(\mathbf{q},\ E) + \left[\rho^2(\mathbf{q},\ E) + \left(\frac{m_0}{p}\right)^2\right]^{1/2} \cos 2pz_0, \tag{3}$$

где $p = \pi/a$, a—постоянная решетки в направлении z, перпендикулярном поверхности, $\rho(\mathbf{q},\ E)$—аналитически продолженная в область запрещенной зоны функция одномерной плотности состояний (зависящей от $\mathbf{q}$ в качестве параметра):

$$\rho(\mathbf{q}, E) = \frac{d\varkappa_z(\mathbf{q}, E)}{dE}, \quad \varkappa_z = i k_z; \tag{4}$$

$k_z = k_z(\mathbf{q}, E)$ определяется из закона дисперсии электронов объемного полупроводника:

$$E(\mathbf{q}, k_z) = \frac{(q^2 + k_z^2)}{2m_1} \pm \sqrt{\frac{q^2 + k_z^2}{m_2}\Delta + \Delta^2},$$
$$m_1^{-1} + m_2^{-1} = m_e^{-1}, \quad -m_1^{-1} + m_2^{-1} = m_p^{-1}. \tag{5}$$

Из (4) и (5) находим явный вид

$$\rho(\mathbf{q}, E) = \frac{-2m_e m_p}{\sqrt{q^2 + \dfrac{4m_e m_p(\Delta^2 - E^2)}{2m_p(\Delta + E) + 2m_e(\Delta - E)}}} \times$$
$$\times \frac{2m_p(\Delta + E)^2 - 2m_e(\Delta - E)^2}{[2m_p(\Delta + E) + 2m_e(\Delta - E)]^2}. \tag{6}$$

Подставляя (3) в уравнение (2), получим

$$\rho(\mathbf{q}, E) = -\frac{m_0}{p}\operatorname{ctg}(2pz_0 + 2\varphi_1), \tag{7}$$

где

$$\varphi_1 = \operatorname{arc\,tg}\frac{G_1' + 2m_0}{2pG_1}.$$

Для широкого круга моделей потенциала поверхности φ_1 слабо зависит от E и $\mathbf{q}$, поэтому можно считать φ_1 константой, задаваемой конкретными условиями на поверхности. Тогда решение уравнения (7) относительно E при $m_e = m_p = m$ дает явный вид закона дисперсии электрона в поверхностной подзоне:

$$E = E_0(1 + q^2/m\Delta)^{1/2}, \quad E_0 = \Delta\cos(2pz_0 + 2\varphi_1), \tag{8}$$

зависящей от положения края поверхностной подзоны E_0. Величина E_0 существенно зависит от граничных условий на поверхности и может перемещаться от одного края запрещенной зоны до другого. Легко видеть, что из (8) получается формула (1) для эффективной массы m_s.

Если эффективные массы в зонах отличаются, определить зависимость $E(\mathbf{q})$ в явном виде не удается. Здесь можно ввести эффективную массу m_s при малых $\mathbf{q}$ и получить формулу для m_s. При $E \sim \varepsilon_0$, где ε_0 определяется из условия $\rho(\mathbf{q}, \varepsilon_0) = 0$, находим

$$m_s = \frac{\Delta}{E + \varepsilon_0}\frac{4m_e m_p}{(m_e^{1/2} + m_p^{1/2})^2}, \quad \varepsilon_0 = -\frac{m_p^{1/2} - m_e^{1/2}}{m_p^{1/2} + m_e^{1/2}}\Delta. \tag{9}$$

Из (9) следует, что как знак, так и величина эффективной массы электрона зависят от положения поверхностной подзоны в запрещенной зоне полупроводника. Если $E + \varepsilon_0 > 0$ $(E + \varepsilon_0 < 0)$, то знак m_s положителен (отрицателен), т. е. поверхностная подзона ветвями направлена вверх (вниз). Для глубокой поверхностной подзоны ее ширина сужается, а величина $|m_s|$ увеличивается по мере приближения к ε_0. В частности, при $E+\varepsilon_0 \to 0$ имеем $|m_s| \to \infty$, т. е. поверхностная подзона сужается до дискретного уровня. При $m_e = m_p$ это происходит, когда $\varepsilon_0 = 0$, т. е. край поверхностной подзоны находится в середине запрещенной зоны.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Варданян А. А., Гаспарян В. М., Касаманян З. А.* Изв. вузов, Физика, № 6, 123 (1979). Деп. ВИНИТИ, № 1515—79.—10 т.
2. *Девисон С., Левин Дж.* Поверхностные «таммовские» состояния. Изд. Мир, М. 1971.
3. *Варданян А. А., Касаманян З. А.* Изв. АН АрмССР, Физика, 12, 2 (1977).
4. *Касаманян З. А., Юзбашян Э. С.* Ученые записки ЕГУ., № 1, 52 (1979).

ԷԼԵԿՏՐՈՆԻ ԴԻՍՊԵՐՍԻԱՅԻ ՕՐԵՆՔԸ ՆԵՂ ԱՐԳԵԼՎԱԾ ԳՈՏԻՈՎ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐԻ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԱՅԻՆ ԵՆԹԱԳՈՏԻՈՒՄ

Զ. Հ. ԿԱՍԱՄԱՆՅԱՆ, Մ. Ա. ՉԱԼԱԲՅԱՆ

Նեղ արգելված գոտիով կիսահաղորդչի սեփական մակերևույթային ենթագոտիում որոշված է էլեկտրոնի էներգիայի կախումը մակերևույթի ուղղությամբ երկչափ ալիքային վեկտորից և արգելված գոտում ենթագոտու գրաված դիրքից։

ELECTRON DISPERSION IN THE SURFACE SUBBAND OF SEMICONDUCTORS WITH NARROW FORBIDDEN BAND

Z. H. KASAMANYAN, M. A. CHALABYAN

The dependence of electron energy on two-dimensional wave vector along the surface in the intrinsic surface subband of a narrow-gap semiconductor is determined, when the location of the subband within the forbidden band is varied.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 2, 95—99 (1988)

УДК 532. 516

О ВОЗМОЖНОСТИ ПЛАВНОГО ИЗМЕНЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ КОНВЕКЦИИ, ВОЗБУЖДАЕМОЙ ПОГЛОЩЕНИЕМ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ

Р. С. АКОПЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 20 декабря 1986 г.)

С учетом экспоненциального закона поглощения света теоретически рассмотрены задачи о конвекции в жидкостях, обусловленной поглощением лазерного излучения с пространственно-периодической структурой интен-

сужается, а величина $|m_s|$ увеличивается по мере приближения к ε_0. В частности, при $E+\varepsilon_0 \rightarrow 0$ имеем $|m_s| \rightarrow \infty$, т. е. поверхностная подзона сужается до дискретного уровня. При $m_e = m_p$ это происходит, когда $\varepsilon_0 = 0$, т. е. край поверхностной подзоны находится в середине запрещенной зоны.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Варданян А. А., Гаспарян В. М., Касаманян З. А.* Изв. вузов, Физика, № 6, 123 (1979). Деп. ВИНИТИ, № 1515—79.—10 т.
2. *Девисон С., Левин Дж.* Поверхностные «таммовские» состояния. Изд. Мир, М., 1971.
3. *Варданян А. А., Касаманян З. А.* Изв. АН АрмССР, Физика, 12, 2 (1977).
4. *Касаманян З. А., Юзбашян Э. С.* Ученые записки ЕГУ, № 1, 52 (1979).

ԷԼԵԿՏՐՈՆԻ ԴԻՍՊԵՐՍԻԱՅԻ ՕՐԵՆՔԸ ՆԵՂ ԱՐԳԵԼՎԱԾ ԳՈՏԻՈՎ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐԻ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԱՅԻՆ ԵՆԹԱԳՈՏԻՈՒՄ

Զ. Հ. ԿԱՍԱՄԱՆՅԱՆ, Մ. Ա. ՉԱԼԱԲՅԱՆ

Նեղ արգելված գոտիով կիսահաղորդչի սեփական մակերևույթային ենթագոտիում որոշված է էլեկտրոնի էներգիայի կախումը մակերևույթի ուղղությամբ երկչափ ալիքային վեկտորից և արգելված գոտում ենթագոտու դրված դիրքից։

ELECTRON DISPERSION IN THE SURFACE SUBBAND OF SEMICONDUCTORS WITH NARROW FORBIDDEN BAND

Z. H. KASAMANYAN, M. A. CHALABYAN

The dependence of electron energy on two-dimensional wave vector along the surface in the intrinsic surface subband of a narrow-gap semiconductor is determined, when the location of the subband within the forbidden band is varied.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 2, 95—99 (1988)

УДК 532. 516

О ВОЗМОЖНОСТИ ПЛАВНОГО ИЗМЕНЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ КОНВЕКЦИИ, ВОЗБУЖДАЕМОЙ ПОГЛОЩЕНИЕМ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ

Р. С. АКОПЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 20 декабря 1986 г.)

С учетом экспоненциального закона поглощения света теоретически рассмотрены задачи о конвекции в жидкостях, обусловленной поглощением лазерного излучения с пространственно-периодической структурой интен-

сивности. Показана возможность плавного изменения параметров конвекции перестройкой частоты, периода структуры и интенсивности световой волны.

Недавно в работах [1, 2] была показана возможность возбуждения конвективных гидродинамических движений в горизонтальном слое жидкости при поглощении падающего на слой лазерного излучения с пространственно-периодической структурой интенсивности. Были рассмотрены как механизм Рэлея-Бенара для ячейки с двумя жесткими границами [1], так и термокапиллярный механизм для жидкости со свободной поверхностью [2]. Расчеты проводились для случая слабого поглощения световой волны: $\varkappa L \ll 1$, когда имеет место линейный закон поглощения ($\varkappa$—коэффициент поглощения, а L—толщина слоя). В настоящей работе рассматривается более общий случай, когда свет в жидкости поглощается по экспоненциальному закону. Будет показано, что перестройкой частоты лазерного излучения, т. е. изменением коэффициента поглощения $\varkappa(\omega)$, можно плавно изменять профиль и амплитуду скорости конвективных потоков.

Направим ось z декартовой системы координат вертикально вверх перпендикулярно слою, а начало отсчета выберем на нижней поверхности жидкости. На слой падают две плоские световые волны с одинаковыми частотами и линейными поляризациями, образуя интерференционную картину интенсивности:

$$|E_0(x)|^2 = A + D\exp(ikx) + \text{к. с.} \tag{1}$$

Здесь $A = |E_1|^2 + |E_2|^2$, $D = E_1 E_2^*$, $k = (\omega/c)\,|\sin\alpha_1 - \sin\alpha_2|$ — разность волновых векторов, ω—частота, c— скорость света в вакууме, α_1, α_2 — углы падения волн, E—комплексная амплитуда световой волны.

С учетом экспоненциального закона поглощения интенсивность света в среде определяется выражением вида

$$|E(x, z)|^2 = |E_0(x)|^2 \exp(-\varkappa z). \tag{2}$$

Поэтому система линеаризованных уравнений (2.2) из [1] для пространственно-периодической части возмущений температуры $\theta(x, z) = \Theta(z)\exp(ikx) + \text{к. с.}$ и скорости $\mathbf{v}(x, z) = \mathbf{V}(z)\exp(ikx) + \text{к. с.}$ принимает вид

$$\left(\frac{d^2}{dZ^2} - a^2\right)\Theta = -\frac{\eta J}{\beta\rho_0 g L^2}\exp(-dZ),$$

$$\left(\frac{d^2}{dZ^2} - a^2\right)^2 V_z = \frac{\beta\rho_0 g L^2}{\eta}a^2\Theta, \quad V_x = \frac{i}{a}\frac{dV_z}{dZ}, \tag{3}$$

$$d = \varkappa L,\ a = kL,\ Z = \frac{z}{L},\ J = \frac{\beta g L^3(\varkappa L)}{\eta C_p \chi}UD.$$

Из симметрии задачи следует, что $v_y = 0$. Здесь ρ_0 — плотность, η — вязкость жидкости, $\mathbf{g}$— ускорение силы тяжести, $U = cn/8\pi$, n— показатель преломления среды, C_p— теплоемкость, χ — температуропроводность жидкости.

Рассмотрим сначала влияние экспоненциального закона поглощения света на принудительную конвекцию в слое жидкости с жесткими граничными условиями: $V_z = dV_z/dZ = \Theta = 0$ при $Z = 0$ и $Z = 1$ (см. [1]). Мы приведем только решение для z-компоненты скорости гидродинамических потоков как основного параметра конвективных движений:

$$V_z(Z) = \frac{J a^2}{(a^2 - d^2)^3} \exp\left(-dZ + \frac{d}{2}\right) + \left[e_+ + b_+\left(Z - \frac{1}{2}\right) + \right.$$
$$\left. + d_+\left(Z - \frac{1}{2}\right)^2\right] \exp\left(aZ - \frac{a}{2}\right) + \left[e_- + b_-\left(Z - \frac{1}{2}\right) + \right.$$
$$\left. + d_-\left(Z - \frac{1}{2}\right)^2\right] \exp\left(-aZ + \frac{a}{2}\right). \qquad (4)$$

Постоянные $e_\pm$, $b_\pm$, $d_\pm$ определяются из вышеуказанных граничных условий и сильно зависят от параметров a и d. При $d \ll 1$ получаются результаты работы [1]. Численные исследования при $d \gtrsim 1$ показывают, что значение аргумента $Z = Z_1$, при котором амплитуда z-компоненты скорости $V_z(Z)$ достигает своего максимума, зависит от d и a (рис. 1). Видно, что с увеличением параметров a и d максимум амплитуды по Z приближается к границе $Z = 0$ со стороны падения света. Поскольку перестройкой частоты света можно менять коэффициент поглощения $\varkappa$ света средой, то из вышесказанного следует возможность плавного изменения профиля скорости перестройкой частоты и периода интерференционной картины лазерного излучения.

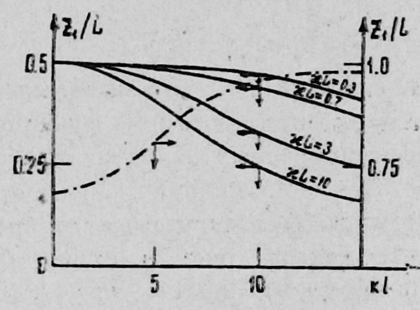


Рис. 1.

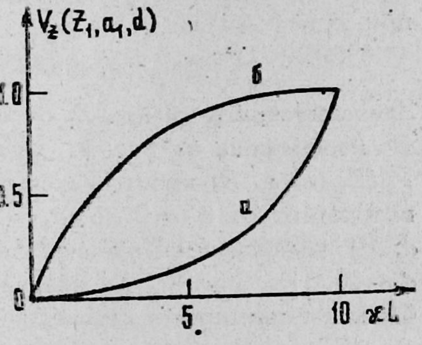


Рис. 2.

Рис. 1. Зависимость аргумента Z_1, при котором z-компонента скорости V_z принимает максимальное значение по Z, от параметра a: сплошные линии — в случае механизма Рэлея—Бенара при различных $\varkappa L$; штрих-пунктир — при термокапиллярном механизме.

Рис. 2. Функциональная зависимость максимума по Z и по a z-компоненты скорости от $\varkappa L$. Кривая a соответствует механизму Рэлея—Бенара, кривая $б$ — механизму Марангони.

Максимум $V_z(Z_1)$ сильно зависит от параметров L, k и $\varkappa L$. При $d \gg 1$ и $a \ll 1$ $V_z(Z_1) \approx 2 \cdot 10^{-3} \cdot J(a/d)^2 \exp(d/2)$, а при $d \gg 1$ и $a \gg 1$ $V_z(Z_1) \approx 3 \cdot 10^{-3} \cdot J(a^2 d)^{-2} \exp(d/2)$. При фиксированных значениях L и $\varkappa L$ график функции $V_z(Z_1, k)$ имеет вид, схожий с аналогичным графиком из [1] для любых $d = \varkappa L$, и максимум достигается при $a = a_1 = 3{,}13$. Значение этого максимума растет с увеличением d (см. рис. 2, кривая a). На рисунке функция нормирована на ее значение при $\varkappa L = 10$, $V_z(Z_1, a_1, 10) = 5{,}2 \cdot 10^{-2} \cdot J/d$. При фиксированных k и

$\varkappa L$ функция $V_z(Z_1, L)$ имеет поведение, также схожее с аналогичным графиком из [1] для любых d, и достигает максимума при $a = 8{,}2$.

Перейдем теперь к рассмотрению влияния экспоненциального закона поглощения света на термокапиллярный механизм принудительной конвекции. В этом случае нижняя граница слоя жесткая— $V_z = dV_z/dZ = \Theta = 0$, а верхняя—свободная— $V_z = 0$, $d^2 V_z/dZ^2 = -\sigma' a^2 \Theta/\eta$, $d\Theta/dZ = -B\Theta$ (см. [2]). Здесь $\sigma' = -d\sigma/d\Theta$, σ—коэффициент поверхностного натяжения, $B = bL/(\chi \rho_0 C_p)$, b — коэффициент теплоотдачи свободной поверхности.

Пусть свет падает со стороны свободной поверхности. Тогда, решая систему (3) с указанными граничными условиями, для скорости V_z получаем

$$V_z(Z) = [(h_+ + f_+ Z)\, e^{dZ} + (h_- + f_- Z)\, e^{-dZ}]\, \Theta\,(Z=1),$$

$$h_\pm = \pm \frac{\sigma'}{4\eta} \frac{a \operatorname{sh} a}{\operatorname{sh} a \operatorname{ch} a - a}, \quad f_\pm = \pm \frac{\sigma'}{4\eta} \frac{a^2 e^{\mp a} - a \operatorname{sh} a}{\operatorname{sh} a \operatorname{ch} a - a}, \tag{5}$$

$$\Theta\,(Z=1) = \frac{J\eta}{\beta \rho_0 g L^2} \frac{-ae^{-d} + a \operatorname{ch} a - d \operatorname{sh} a}{(a^2 - d^2)(B \operatorname{sh} a + a \operatorname{ch} a)}.$$

Естественно, при $d \ll 1$ из (5) получается результат работы [2]. При $d \gg 1$ и $a \ll 1$ профиль функции $V_z(Z, a, d, B)$ имеет вид

$$V_z = \frac{\sigma' J}{4d(B+1)} \frac{a^2}{\beta \rho_0 g L^2} Z^2 (1-Z). \tag{6}$$

При $d \gg 1$ и $a \gg 1$ функция достигает своего максимального значения при $Z_1 = 1 - 1/a$:

$$V_z(Z_1, a, d, B) = \sigma' J / [2\beta \rho_0 g L^2 e (d + a)(B + a)].$$

Зависимость аргумента Z_1 от $a = kL$ при некоторых $\varkappa L$ и произвольных B изображена на рис. 1. Значение $a = a_1$, при котором функция $V_z(Z_1, a, d, B)$ имеет максимум при фиксированных L и $\varkappa L$, слабо возрастает от $a_1 = 2$ до $a_1 = 2{,}25$ при $\varkappa L \to \infty$. Функция $V_z(Z_1, a_1, d, B)$ в зависимости от d сильно растет и выходит на насыщение при $d \sim 10$. При $B = 0$ эта зависимость показана на рис. 2, кривая б. Функция нормирована на величину $V_z(Z_1, a_1, 10, 0) = 0{,}041 \cdot \sigma' J/(\beta \rho_0 g L^2 d)$.

Таким образом, с учетом экспоненциального закона поглощения в задачах о возбуждении конвективных движений в горизонтальном слое жидкости пространственно-периодической структурой световой волны показано, что перестройкой таких параметров лазерного излучения как интенсивность, частота и углы падения двух волн α_1 и α_2 можно плавно изменять профиль скорости гидродинамических регулярных движений. Проведенное исследование представляет интерес также потому, что световым полем легко навязать системе начальные возмущения с самой разнообразной структурой: в виде равномерных роликов, кольцевых роликов и т. д. Все сказанное делает лазерное излучение чрезвычайно удобным инструментом при изучении конвекции.

Автор выражает благодарность Б. Я. Зельдовичу и Ю. С. Чилингаряну за ценные обсуждения и критические замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Акопян Р. С., Зельдович Б. Я.* Прикладная математика и механика, 49, 685 (1985).
2. *Акопян Р. С., Зельдович Б. Я.* Изв. АН СССР, Механика жидкости и газа, № 5, 47 (1985).

ԼՈՒՍԱՅԻՆ ԱԼԻՔԻ ԿԼԱՆՈՒՄՈՎ ԳՐԳՌՎԱԾ ԿՈՆՎԵԿՑԻԱՅԻ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԻ ԱՆԸՆԴՀԱՏ ՓՈՓՈԽՈՒԹՅԱՆ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ռ. Ս. ՀԱԿՈԲՅԱՆ

Հաշվի առնելով լույսի կլանման էքսպոնենտային օրենքը, տեսականորեն դիտարկված են ինտենսիվության տարածա-պարբերական կառուցվածքով օժտված լազերային ճառագայթի կլանումով պայմանավորված հեղուկներում կոնվեկցիայի առաջացման խնդիրներ։ Ցույց է տրված, որ լուսային դաշտի ինտենսիվության, կառուցվածքի պարբերության ու հաճախության վերալարումով կարելի է կոնվեկցիայի պարամետրերը անընդհատ փոփոխել։

ON THE POSSIBILITY OF SMOOTH VARIATION OF PARAMETERS OF CONVECTION EXCITED BY THE ABSORPTION OF LIGHT WAVE

R. S. HAKOPYAN

Some problems of forced convection in liquids due to the absorption of space-periodical laser rediation are considered theoretically taking into account the exponential law of the absorption of light. The feasibility of smooth variation of convection parameters by changing the frequency, structure period and intensity of light wave is shown.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 2, 99—105 (1988)

УДК 621.315.592

ПАРАМЕТРЫ ПРИМЕСНЫХ ЦЕНТРОВ, СОЗДАВАЕМЫХ ПРИ ВВЕДЕНИИ В КРЕМНИЙ СЕЛЕНА И ТЕЛЛУРА

В. М. АРУТЮНЯН

Ереванский государственный университет

Р. С. БАРСЕГЯН, Г. Е. ГРИГОРЯН, Б. О. СЕМЕРДЖЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 2 февраля 1987 г.)

Приведены технологические режимы получения высоколегированного кремния с примесями селена и теллура. Различными методами исследованы параметры энергетических уровней *Se* и *Te*, введенных в *Si*. Обнаружено наличие двух глубоких донорных уровней селена (E_c—0,3 и E_c—0,51 эВ) и одного донорного уровня теллура (E_c—0,2 эВ) в запрещенной зоне *Si*. Значения термической и оптической энергий ионизации совпадают между собой. Концентрации электрически активных атомов *Se* и *Te* в *Si* состав-

1. *Акопян Р. С., Зельдович Б. Я.* Прикладная математика и механика, 49, 685 (1985).
2. *Акопян Р. С., Зельдович Б. Я.* Изв. АН СССР, Механика жидкости и газа, № 5, 47 (1985).

ԼՈՒՍԱՅԻՆ ԱԼԻՔԻ ԿԼԱՆՈՒՄՈՎ ԳՐԳՌՎԱԾ ԿՈՆՎԵԿՑԻԱՅԻ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԻ ԱՆԸՆԴՀԱՏ ՓՈՓՈԽՈՒԹՅԱՆ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ռ. Ս. ՀԱԿՈԲՅԱՆ

Հաշվի առնելով լույսի կլանման էքսպոնենտային օրենքը, տեսականորեն դիտարկված են ինտենսիվության տարածա-պարբերական կառուցվածքով օժտված լազերային ճառագայթի կլանումով պայմանավորված հեղուկներում կոնվեկցիայի առաջացման խնդիրներ։ Ցույց է տրված, որ լուսային դաշտի ինտենսիվության, կառուցվածքի պարբերության ու հաճախության վերալարումով կարելի է կոնվեկցիայի պարամետրերը անընդհատ փոփոխել։

ON THE POSSIBILITY OF SMOOTH VARIATION OF PARAMETERS OF CONVECTION EXCITED BY THE ABSORPTION OF LIGHT WAVE

R. S. HAKOPYAN

Some problems of forced convection in liquids due to the absorption of space-periodical laser rediation are considered theoretically taking into account the exponential law of the absorption of light. The feasibility of smooth variation of convection parameters by changing the frequency, structure period and intensity of light wave is shown.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 2, 99—105 (1988)

УДК 621.315.592

ПАРАМЕТРЫ ПРИМЕСНЫХ ЦЕНТРОВ, СОЗДАВАЕМЫХ ПРИ ВВЕДЕНИИ В КРЕМНИЙ СЕЛЕНА И ТЕЛЛУРА

В. М. АРУТЮНЯН

Ереванский государственный университет

Р. С. БАРСЕГЯН, Г. Е. ГРИГОРЯН, Б. О. СЕМЕРДЖЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 2 февраля 1987 г.)

Приведены технологические режимы получения высоколегированного кремния с примесями селена и теллура. Различными методами исследованы параметры энергетических уровней Se и Te, введенных в Si. Обнаружено наличие двух глубоких донорных уровней селена (E_c—0,3 и E_c—0,51 эВ) и одного донорного уровня теллура (E_c—0,2 эВ) в запрещенной зоне Si. Значения термической и оптической энергий ионизации совпадают между собой. Концентрации электрически активных атомов Se и Te в Si состав-

ляли соответственно $3{,}2\cdot10^{16}$ см$^{-3}$ и $1\cdot10^{16}$ см$^{-3}$. Сечение фотоионизации уровня селена ($E_c - 0{,}3$ эВ) в максимуме $\lambda = 3{,}8$ мкм составило $1{,}5\cdot10^{-16}$ см^2, а сечение фотоионизации уровня теллура при $\lambda = 5{,}2$ мкм — $5\cdot10^{-16}$ см^2.

Основная трудность при исследовании примесей Se и Te в Si состоит в сложности получения достаточно толстых равномерно легированных слоев с высокой концентрацией примесей из-за их низкого коэффициента диффузии [1—6]. В последние годы интерес к Si с примесями Se и Te усилился—в печати опубликован ряд работ, посвященных более детальному изучению свойств $Si\langle Se\rangle$ и $Si\langle Te\rangle$ [7—15].

Анализируя литературные данные по параметрам энергетических центров Se [2--11] и Te [12—16] в Si, можно заключить, что Se создает донорные уровни: E_c—0,19 эВ, E_c—0,29 эВ, E_c—0,51 эВ и E_c—0,1 эВ, а Te: E_c — 0,14 эВ, E_c — 0,2 эВ, E_c — 0,3 эВ и E_c — 0,56 эВ. Относительная концентрация центров Se и Te сильно зависит от условий получения образцов (режима охлаждения после диффузии, давления паров диффузанта, времени диффузии и режимов последиффузионного отжига), а также от параметров исходного Si (концентрации бора, кислорода и дислокаций в Si). Возможно, среди выявленных уровней некоторые принадлежат комплексам Se и Te в Si, возникающим при различных технологических режимах введения этих примесей в кремний. Поэтому, выбирая соответствующие условия легирования, можно варьировать как концентрации центров Se и Te, так и контролировать превалирующую роль того или иного центра.

В настоящей работе описаны разработанные нами технологические режимы получения высоколегированного кремния с примесями Se и Te. Методами температурной зависимости проводимости и эффекта Холла, фотопроводимости (ФП) и фотоемкости (ФЕ) исследованы параметры уровней Se и Te в кремнии.

Se и Te имеют температуру плавления соответственно 220 и 452°С. Это осложняет легирование в процессе роста кристаллов, осуществляемого при ~1420°С. Поэтому примеси вводились в Si методом диффузии в кварцевых ампулах. В качестве исходного материала использовались «безкислородные» кремниевые пластины p-типа с удельным сопротивлением $\rho \simeq 4\cdot10^4$ Ом·см при комнатной температуре, вырезанные по плоскости $\langle111\rangle$. Чистота источников диффузии составляла 99,999%. Для фотоемкостных измерений использовался исходный кремний p-типа, легированный бором с удельным сопротивлением $\rho \simeq 5\div10$ Ом.см. Диффузия проводилась при температуре ~1200°С. Продолжительность диффузии выбиралась так, чтобы достичь равномерного легирования образцов по толщине ($\approx$500 мкм) и по поверхности. Давление паров Se и Te при температуре диффузии составляло примерно 0,8÷1 атм.

После диффузионного отжига ампулы с образцами быстро охлаждались путем погружения в воду с температурой 300 К. Этот технологический прием создает условия для замораживания электрически активных примесей. Иногда этот процесс приводил к повреждению пластин. Во время диффузии Se и Te происходила незначительная эрозия поверхности кремния, связанная, по-видимому, с образованием соединений $SiSe$, $SiTe$ или $SiSe_2$, $SiTe_2$. Поэтому после диффузии пластины шлифовались и полировались с обеих сторон. Затем они травились в растворе $20 \cdot HNO_3$: $5 \cdot HF$: $6 \cdot H_2O$ в течение 1 мин для удаления механических повреждений. Омические контакты наносились двумя способами: электролитическим никелированием с последующим вжиганием в вакууме (10^{-5}мм. рт. ст.) в течение 1 мин при температуре 600°C и осаждением в вакууме сплава $Au+1\%\,Sb$ при температуре 550°C в течение 5 мин.

Вольт-амперные характеристики фотосопротивлений при 300 и 77 К были линейными до 400 В/см. Для исследования ФЕ на образцах с исходной концентрацией мелких акцепторов $N_A \simeq (6 \div 7) \cdot 10^{14}$см$^{-3}$ были изготовлены барьеры Шоттки путем напыления Au и сплавные p^+-n-переходы. Площадь перехода составляла $0{,}05 \div 0{,}1$ см^2, толщина базы $\simeq 0{,}4$ мм.

Были изготовлены также образцы с гантелеобразной конфигурацией для измерения эффекта Холла. Измерения проводились на образцах n-типа проводимости, в которых распределение примесей по толщине и по плоскости было наиболее равномерным. Пластины при температуре 300 К имели удельное сопротивление $\approx 1{,}5$ и $2{,}5$ Ом·см соответственно для примесей Se и Te. Концентрация свободных носителей и подвижность определялись на основе измерений температурной зависимости эффекта Холла и проводимости. Измерения проводились на малошумящей установке с высокой точностью контроля и стабилизации температуры.

На рис. 1 приведены температурные зависимости удельной проводимости и концентрации свободных носителей для образцов $Si<Se>$ и

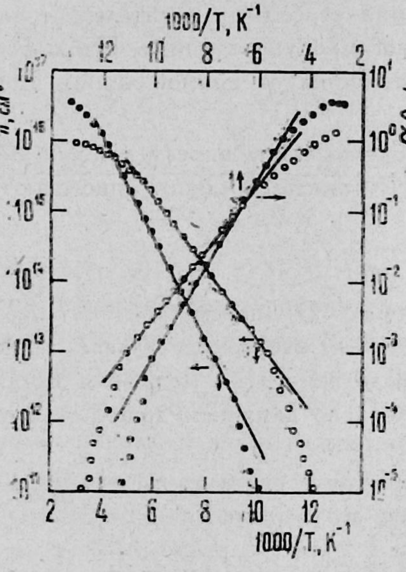


Рис. 1.

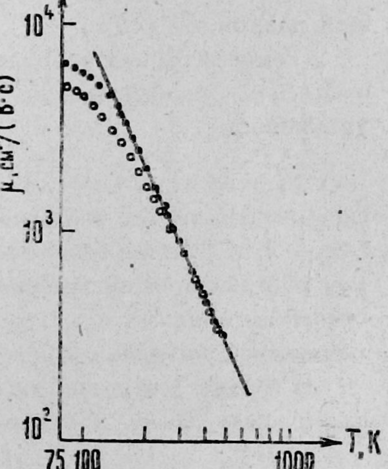


Рис. 2.

Рис. 1. Температурная зависимость проводимости и концентрации свободных носителей: $Si<Se>$ — ●, $Si<Te>$ — о.

Рис. 2. Температурная зависимость холловской подвижности носителей: $Si<Se>$ — ●, $Si<Te>$ — о.

$Si\langle Te\rangle$. Энергии термической ионизации, полученные из наклонов этих кривых в диапазоне температур $77 \div 300$ К, равны 0,29эВ для $Si\langle Se\rangle$ и 0,2эВ для $Si\langle Te\rangle$ и согласуются с измерениями, проведенными в работах [5, 9, 12]. В исследуемом температурном диапазоне проводимость изменяется почти на $4 \div 5$ порядков.

Экспериментальные данные по температурной зависимости концентрации свободных носителей, полученные из измерений эффекта Холла и проводимости в диапазоне температур $77 \div 300$ К, описываются известной формулой [17]

$$[n_0 (n_0 + N_A)/(N_D - N_A - n_0)] = \frac{1}{g} N_c \exp\left(-\frac{E_D}{k T}\right), \tag{1}$$

где N_c—эффективная плотность состояний в зоне проводимости, n_0—концентрация свободных носителей, N_D—концентрация глубоких центров Se и Te, N_A — концентрация остаточных акцепторных примесей, которые в данном эксперименте составляли $\approx 10^{12}$ см$^{-3}$.

В области высоких температур, при которых $N_D \gg n_0 \gg N_A$, концентрация свободных носителей описывается уравнением

$$n_0 = (N_c N_D/g)^{1/2} \exp\left(-\frac{E_D}{2 k T}\right); \tag{2}$$

при более низких температурах, когда $n_0 \leqslant N_A$, —

$$n_0 = [(N_D - N_A)/N_A] \frac{N_c}{g} \exp\left(-\frac{E_D}{k T}\right). \tag{3}$$

Как следует из рис. 1, соответствующие им кривые представляют собой типичные зависимости концентрации свободных носителей от температуры для частично компенсированного полупроводника. Наблюдается отклонение экспериментальных зависимостей от прямой линии, имеющей наклон $E_D/2kT$.

Температурная зависимость холловской подвижности для $Si\langle Se\rangle$ и $Si\langle Te\rangle$ изображена на рис. 2. Эти кривые хорошо описываются уравнением

$$\mu_н = C\, T^{\alpha},$$

где C — некоторая постоянная, зависящая от параметров материала, $\alpha \simeq -2{,}1$. Это значение показателя степени экспериментальной зависимости отличается от значения—1,5, определяемого из рассеяния на акустических фононах, что, вероятно, обусловлено влиянием дополнительных механизмов рассеяния [18].

В сильно легированных образцах электрически активные атомы селена и теллура в кремнии составляли соответственно $3{,}2 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$ и $1 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$.

Нами были измерены также спектры примесной ФП $Si\langle Se\rangle$ и $Si\langle Te\rangle$. ФП измерялась на установке, описанной в работах [19, 20]. Наилучшие условия измерения ФП, когда происходит переход электронов с одного уровня примеси в зону проводимости, реализуются при такой степени компенсации N_D/N_A, чтобы изучаемый уровень был достаточно заполнен электронами. При этом, с одной стороны, осуществляется максимальное число фотопереходов электронов с исследуемого уровня в зону проводимости и минимальный обратный их захват на тот же уровень. С другой стороны, при понижении температуры уровень Ферми приближается к частично заполненному уровню, обеспечивая максимально возможную величину темнового удельного сопротивления, что позволяет надежно измерять примесную ФП. На рис. 3 приведены спектры ФП в относительных единицах для образцов с исходным удельным сопротивлением $\simeq 4 \cdot 10^4$ Ом. см, равномерно легированных селеном и теллуром.

Для $Si<Se>$ (рис. 3, кривая 1) практически весь фотоответ обусловлен фотопереходами электронов с уровня E_c—0,29 эВ. Максимальный фотоотклик наблюдается при длине волны $\lambda_{пик} \approx 3{,}8$ мкм, длинноволновая граница, соответствующая 50% уровню относительной спектральной характеристики, $\lambda_{1/2} \approx 4{,}2$ мкм, энергия оптической ионизации $\Delta E_{опт} = 0{,}302$ эВ. Вблизи длины волны $\lambda = 2{,}5$ мкм наблюдается небольшое повышение значения ФП, обусловленное участием уровня E_c—0,51 эВ.

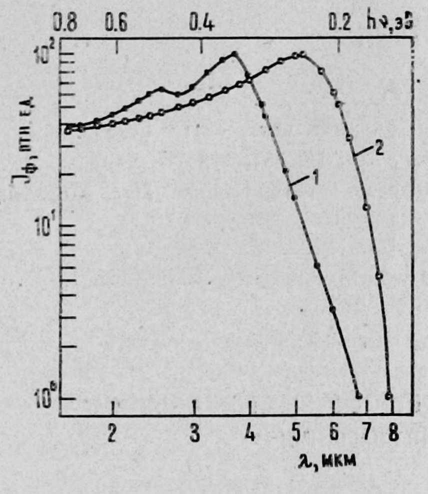


Рис. 3. Спектральная зависимость фотопроводимости: $Si<Se>$ — 1, $Si<Te>$—2.

Спектр ФП $Si<Te>$ (рис. 3, кривая 2) имеет монотонный характер с максимумом фоточувствительности $\lambda_{пик} \approx 5{,}2$ мкм, длинноволновая граница, соответствующая 50% уровню относительной спектральной характеристики, $\lambda_{1/2} \approx 6{,}2$ мкм, энергия оптической ионизации $\Delta E_{опт} = 0{,}198$ эВ.

Как показали наши фотоемкостные измерения, сечение фотоионизации уровня селена при $\lambda = 3{,}8$ мкм оказалось равным $\sigma_{max} \approx 1{,}5 \cdot 10^{-16}$ см², а сечение фотоионизации уровня теллура при $\lambda = 5{,}2$ мкм составило $\approx 5 \cdot 10^{-16}$ см².

Методом стационарной ФЕ нами определены сечение фотоионизации уровня селена при $\lambda = 3{,}8$ мкм, которое оказалось равным $\sigma_{max} \approx 1{,}5 \cdot 10^{-16}$ см², и сечение фотоионизации уровня теллура при $\lambda = 5{,}2$ мкм $\sigma_{max} \simeq 5 \cdot 10^{-16}$ см². Точность определения величины сечения фотоионизации $\sim 20\%$.

Из результатов исследований электрофизических, фотоэлектрических и оптических свойств $Si<Se>$ и $Si<Te>$ следует, что полученные нами высоколегированные указанными элементами VI группы материалы, наряду с $Si<S>$ [19, 20], перспективны для создания на их основе примесных фотоприемников.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Fahrner W., Goetberger A.* Appl. Phys. Lett., 21, 239 (1972).
2. *Жданович Н. С., Козлов Ю. И.* ФТП, 9, 1594 (1975).
3. *Жданович Н. С., Козлов Ю. И.* ФТП, 10, 1846 (1976).
4. *Султанов Н. А.* ФТП, 8, 1977 (1974).
5. *Vydynath H. R., Lorenzo J. S., Kröger F. A.* J. Appl. Phys., 49, 5928 (1978).
6. *Kim G. S., Ohta E., Sakata M.* Japan J. Appl. Phys., 18, 247, 909 (1979).
7. *Grimmeiss H., Janzen E., Skarstam B.* J. Appl. Phys., 51, 3740 (1980).
8. *Жданович Н. С.* ФТП, 15, 1614 (1981).
9. *Sclar N.* J. Appl. Phys., 52, 5207 (1981).
10. *Вахабов Д. А.* и др. ФТП, 17, 2035 (1983).
11. *Астрова Е. В.* и др. ФТП, 19, 919 (1985).
12. *Lin A. L.* et al. Appl. Phys. Lett., 38, 683 (1981).
13. *Лютович А. С.* и др. ФТП, 8, 878 (1968).
14. *Бабекова Б. Х.* и др. ДАН УзССР, 7, 29 (1985).
15. *Вахабов Д. А.* и др. Изв. АН УзССР, сер. физ.-мат. наук, 3, 78 (1985).
16. *Chen J—W., Milnes A. G.* Ann. Rev. Mater. Sci., 10, 157 (1980).
17. *Мосс Т., Баррел Г., Эллис Б.* Полупроводниковая оптоэлектроника. Изд. Мир, М., 1976.
18. *Зи С.* Физика полупроводниковых приборов. Изд. Мир, М.. 1984.
19. *Арутюнян В. М., Барсегян Р. С., Семерджян Б. О.* ФТП, 20, 2236 (1986).
20. *V. M. Harutyunyan* et al. Infrared Physics, 26, 267 (1986).

ՍԻԼԻՑԻՈՒՄՈՒՄ ՆԵՐՄՈՒԾՎԱԾ ՍԵԼԵՆԻ ԵՎ ՏԵԼՈՒՐԻ ՍՏԵՂԾԱԾ ԽԱՌՆՈՒՐԴԱՅԻՆ ԿԵՆՏՐՈՆՆԵՐԻ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԸ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ռ. Ս. ԲԱՐՍԵՂՅԱՆ, Գ. Ե. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Բ. Օ. ՍԵՄԵՐՋՅԱՆ

Բերված են սելենի և տելուրի ատոմներով ուժեղ հարստացված սիլիցիումի ստացման տեխնոլոգիական ռեժիմները: Հաղորդականության, Հոլի էֆեկտի ջերմաստիճանային կախվածության, ֆոտոհաղորդականության և ֆոտոունակության մեթոդներով հետազոտվել են սիլիցիումում ներդրված Se-ի և Te-ի էներգետիկ մակարդակների պարամետրերը: Սիլիցիումի արգելված գոտում դիտված են սելենի երկու խորը (E_c—0,3էՎ և E_c—0,51էՎ) և տելուրի (E_c—0,2էՎ) մեկ դոնորային մակարդակներ: Ջերմային և օպտիկական իոնիզացիայի էներգիաները համընկնում են: Se-ի և Te-ի էլեկտրական ակտիվ ատոմների խտությունները համապատասխանաբար հավասար են $\cong 3{,}2 \cdot 10^{16}$ սմ$^{-3}$ և $1 \cdot 10^{16}$ սմ$^{-3}$: Սելենի (E_c—0,3էՎ) մակարդակի ֆոտոիոնիզացիայի կտրվածքը մաքսիմումում կազմում է $\cong 1{,}5 \cdot 10^{-16}$ սմ^2 $\lambda = 3{,}8$ մկմ ալիքի երկարության դեպքում, իսկ տելուրի ֆոտոիոնիզացիայի կտրվածքը $\cong 5 \cdot 10^{-16}$ սմ^2 $\lambda = 5{,}2$ մկմ ալիքի երկարության դեպքում:

PARAMETERS OF IMPURITY CENTERS FORMED IN SILICON BY DOPING OF *Se* AND *Te* ATOMS

V. M. HARUTYUNYAN, R. S. BARSEGYAN, G. E. GRIGORYAN, B. O. SEMERDJIAN

Technological regimes of producing *Se* and *Te* doped silicon are given. The parameters of energy levels of *Se* and *Te* donor centers doped in *Si* were investigated by means of methods of temperature dependence of conductivity, Hall effect, photoconductivity and photocapacitance. The presence of two deep *Se*-related donor levels (E_c — 0.3 eV) and (E_c — 0.51 eV) and one deep *Te*-related donor level (E_c — 0.2 eV) in the forbidden band of *Si* were found. The measured values of the energy of thermal and optical ionization coincided, and concentrations of electrically active atoms of *Se* and *Te* in silicon were respectively $\simeq 3.2 \cdot 10^{16}$ cm^{-3} and $\simeq 1 \cdot 10^{16}$ cm^{-3}. The photoionization cross section for the (E_c — 0.3 eV) level of *Se* at the maximum located near $\lambda = 3.8$ μm is approximately $1.5 \cdot 10^{-16}$cm^2, while that for the *Te* level at $\lambda = 5.2$ μm is $\simeq 5 \cdot 10^{-16}$cm^2.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 2, 105—109 (1988)

УДК 548.5

ГЕТЕРОВАЛЕНТНЫЕ ЗАМЕЩЕНИЯ В АЛЮМИНИЕВЫХ ГРАНАТАХ, СОДЕРЖАЩИХ ЦИРКОНИЙ

Т. И. БУТАЕВА, А. С. КУЗАНЯН, А. Г. ПЕТРОСЯН, Г. О. ШИРИНЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 9 марта 1987 г.)

Изучены кристаллы-гранаты $Y_3 Al_5 O_{12}$—Ca^{2+}, Zr^{4+} и $Y_3 Al_5 O_{12}$—Mg^{2+}, Zr^{4+}, полученные твердофазным методом и из расплава методом Бриджмена. Сравнением измеренных и расчетных значений параметров элементарной ячейки показано, что ионы Zr^{4+} в гранатах $Y_3 Al_5 O_{12}$—Ca^{2+}, Zr^{4+} заполняют октаэдрические узлы, а в $Y_3 Al_5 O_{12}$—Mg^{2+}, Zr^{4+}—додекаэдрические и октаэдрические узлы.

Цирконий замещает в иттрий-алюминиевом гранате ($Y_3 Al_5 O_{12}$) узлы с восьмерным кислородным окружением, причем, благодаря принципу сохранения электронейтральности, решетка граната стабилизирует неустойчивое трехвалентное состояние Zr^{3+} [1]. Основным препятствием для заполнения ионами Zr^{3+} октаэдрических узлов является размерный фактор ($r_{Zr^{3+}} > r_{Zr^{4+}}$ (VI) $= 0{,}72$ A, $r_{Al^{3+}} = 0{,}53$ A). Представляет интерес реализация сложных замещений типа $Zr^{4+} \to Y^{3+}$ или $Zr^{4+} \to Al^{3+}$ (VI) при введении в кристаллы дополнительных ионов с устойчивым двухзарядным состоянием.

В настоящей работе изучены кристаллы-гранаты $Y_3Al_5O_{12}$—Ca^{2+}, Zr^{4+} и $Y_3 Al_5 O_{12}$— Mg^{2+}, Zr^{4+}, полученные твердофазным методом и из расплава. Структурные позиции, заполняемые ионами Zr^{4+}, определялись по данным измерений параметров элементарной ячейки (a_0) и спектральным способом. Хотя ионы Zr^{4+} не имеют полос поглощения

PARAMETERS OF IMPURITY CENTERS FORMED IN SILICON BY DOPING OF *Se* AND *Te* ATOMS

V. M. HARUTYUNYAN, R. S. BARSEGYAN, G. E. GRIGORYAN, B. O. SEMERDJIAN

Technological regimes of producing *Se* and *Te* doped silicon are given. The parameters of energy levels of *Se* and *Te* donor centers doped in *Si* were investigated by means of methods of temperature dependence of conductivity, Hall effect, photoconductivity and photocapacitance. The presence of two deep *Se*-related donor levels (E_c — 0.3 eV) and (E_c — 0.51 eV) and one deep *Te*-related donor level (E_c — 0.2 eV) in the forbidden band of *Si* were found. The measured values of the energy of thermal and optical ionization coincided, and concentrations of electrically active atoms of *Se* and *Te* in silicon were respectively $\simeq 3.2 \cdot 10^{16}$ cm^{-3} and $\simeq 1 \cdot 10^{16}$ cm^{-3}. The photoionization cross section for the (E_c— 0.3 eV) level of *Se* at the maximum located near $\lambda = 3.8\ \mu m$ is approximately $1.5 \cdot 10^{-16}$cm^2, while that for the *Te* level at $\lambda = 5.2\ \mu m$ is $\simeq 5 \cdot 10^{-16}$cm^2.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 2, 105—109 (1988)

УДК 548.5

ГЕТЕРОВАЛЕНТНЫЕ ЗАМЕЩЕНИЯ В АЛЮМИНИЕВЫХ ГРАНАТАХ, СОДЕРЖАЩИХ ЦИРКОНИЙ

Т. И. БУТАЕВА, А. С. КУЗАНЯН, А. Г. ПЕТРОСЯН, Г. О. ШИРИНЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 9 марта 1987 г.)

Изучены кристаллы-гранаты $Y_3Al_5O_{12}—Ca^{2+}$, Zr^{4+} и $Y_3Al_5O_{12}$ $—Mg^{2+}$, Zr^{4+}, полученные твердофазным методом и из расплава методом Бриджмена. Сравнением измеренных и расчетных значений параметров элементарной ячейки показано, что ионы Zr^{4+} в гранатах $Y_3Al_5O_{12}$ — Ca^{2+}, Zr^{4+} заполняют октаэдрические узлы, а в $Y_3Al_5O_{12}—Mg^{2+}$, Zr^{4+}—додекаэдрические и октаэдрические узлы.

Цирконий замещает в иттрий-алюминиевом гранате ($Y_3Al_5O_{12}$) узлы с восьмерным кислородным окружением, причем, благодаря принципу сохранения электронейтральности, решетка граната стабилизирует неустойчивое трехвалентное состояние Zr^{3+} [1]. Основным препятствием для заполнения ионами Zr^{3+} октаэдрических узлов является размерный фактор ($r_{Zr^{3+}} > r_{Zr^{4+}}$(VI) = 0,72 A, $r_{Al^{3+}}$ = 0, 53 A). Представляет интерес реализация сложных замещений типа $Zr^{4+} \rightarrow Y^{3+}$ или $Zr^{4+} \rightarrow Al^{3+}$ (VI) при введении в кристаллы дополнительных ионов с устойчивым двухзарядным состоянием.

В настоящей работе изучены кристаллы-гранаты $Y_3Al_5O_{12}—Ca^{2+}$, Zr^{4+} и $Y_3Al_5O_{12}—Mg^{2+}$, Zr^{4+}, полученные твердофазным методом и из расплава. Структурные позиции, заполняемые ионами Zr^{4+}, определялись по данным измерений параметров элементарной ячейки (a_0) и спектральным способом. Хотя ионы Zr^{4+} не имеют полос поглощения в области прозрачности граната, спектральная идентификация возможна, благодаря наличию у циркония „индикаторных" свойств,—при заполнении восьмерных по кислороду узлов ионы Zr^{4+} могут быть частично переведены в состояния Zr^{3+} (например путем ионизирующей обработки кристаллов), с которыми в видимой области спектра связана широкая полоса поглощения с максимумом на длине волны 0,49 мкм [1].

Для приготовления образцов использовались оксиды Y_2O_3 (ИтО — В), Al_2O_3 (осч), $CaCO_3$ (осч), MgO (осч) и ZrO_2 (хч). Количественные составы рассчитывались по формулам $\{Y_{3-x}Ca_x\}[Al_{2-x}Zr_x](Al_3)O_{12}$ и $\{Y_3\}[Al_{2-2x}Mg_xZr_x](Al_3)O_{12}$ для значений x от 0 до 0,25. Керамические образцы изготовлялись твердофазным методом при 1900 К в нейтрально-восстановительной среде до получения однофазного продукта. Кристаллические образцы получались из расплава методом Бриджмена.

Значения a_0 измерялись порошковым методом на аппаратуре УРС—2,0 с ошибкой менее $1 \cdot 10^{-3}$ Å. Эта же аппаратура использовалась в качестве источника ионизирующего излучения (Cu-антикатод, U=38 кВ, I=4 мА). Оптические спектры поглощения кристаллов (d=3 мм) снимались при 300 К на спектрофотометре СФ-8 в области 0,2—2 мкм.

Расчетные прямые зависимостей a_0 от структурного положения примесных ионов в решетке граната и их концентрации для всех исследуемых составов изображены на рис. 1. Расчет проведен по методике [2] с использованием значений ионных радиусов в соответствующих координациях [3]. Там же отмечены измеренные значения a_0 для керамических и расплавных образцов. В последнем случае использованы значения кон-

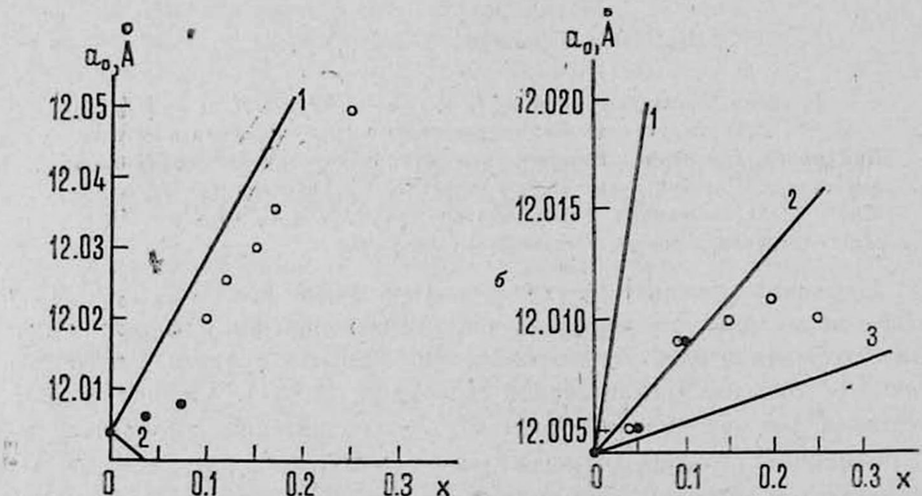


Рис. 1. Экспериментальные и расчетные зависимости a_0 от x и структурного положения примесей в решетке гранатов:

а) $\{Y_{3-x}Ca_x\}[Al_{2-x}Zr_x](Al_3)O_{12}$ — 1, $\{Y_{3-2x}Ca_xZr_x\}[Al_2](Al_3)O_{12}$ — 2;

б) $\{Y_3\}[Al_{2-2x}Mg_xZr_x](Al_3)O_{12}$ — 1, $\{Y_{3-x}Mg_x\}[Al_{2-x}Zr_x](Al_3)O_{12}$ — 2, $\{Y_{3-x}Zr_x\}[Al_{2-x}Mg_x](Al_3)O_{12}$ — 3; (●) — кристаллические образцы, (○) — керамические образцы, прямые—расчетные зависимости.

центрации примеси в расплавах, поэтому эти данные носят качественный характер (коэффициент распределения примесей <1).

Для образцов состава $Y_3Al_5O_{12}-Ca^{2+}, Zr^{4+}$ (рис. 1*а*) расчетные прямые построены для замещений типа $\{Y_{3-x}Ca_x\}[Al_{2-x}Zr_x](Al_3)O_{12}$ и $\{Y_{3-2x}Ca_xZr_x\}[Al_2](Al_3)O_{12}$. В первом случае a_0 возрастает с увеличением x из-за того, что ионные радиусы Ca^{2+} (1,12 А) и Zr^{4+} (0,72А) превосходят соответствующие значения для ионов Y^{3+} (1,02 А) и Al^{3+} (0,53 А) в соответствующих координациях. В случае вхождения ионов Ca^{2+} и Zr^{4+} только в додекаэдрические узлы решетки a_0 уменьшается с увеличением x, так как разность между ионными радиусами Ca^{2+} и Y^{3+} ($\Delta r = 0{,}1$ А) меньше, чем для ионов Y^{3+} и Zr^{4+} ($\Delta r = 0{,}18$ А). Как следует из рисунка, измеренные значения a_0 в керамических образцах однозначно показывают соответствие замещению $Zr^{4+}\rightarrow Al^{3+}$ в октаэдрических узлах решетки. В расплавных образцах также наблюдается возрастание a_0 с увеличением x. Кристаллы $Y_3Al_5O_{12}-Ca^{2+}, Zr^{4+}$ бесцветны и не имеют полос поглощения в видимой области спектра.

Для образцов $Y_3Al_5O_{12}$—Mg^{2+}, Zr^{4+} (рис. 1*б*) расчетные прямые построены для замещений типа $\{Y_{3-x}Zr_x\}[Al_{2-x}Mg_x](Al_3)O_{12}$, $\{Y_{3-x}Mg_x\}[Al_{2-x}Zr_x](Al_3)O_{12}$ и $\{Y_3\}[Al_{2-2x}Mg_xZr_x](Al_3)O_{12}$. Согласно измерениям значения a_0 в керамических образцах лежат в области между расчетными прямыми, соответствующими первым двум из вышеуказанных случаев замещения, т.е. свидетельствуют о вхождении ионов Zr^{4+} и Mg^{2+} в октаэдрические и додекаэдрические узлы решетки. В расплавных образцах также наблюдается возрастание a_0 с увеличением x.

Кристаллы $Y_3Al_5O_{12}-Mg^{2+}, Zr^{4+}$ окрашены в красный цвет из-за наличия в оптических спектрах поглощения широкой полосы с максимумом на длине 490 нм, характерной для ионов Zr^{3+} [1]. Стабилизация в решетке этих кристаллов некоторого количества ионов Zr^{3+} обусловлена нарушением исходного состава расплава из-за потерь на испарение оксида MgO (давление пара MgO при 2000 К равно $8{,}11\cdot10^{-1}$ Па и значительно превосходит давление пара $ZrO_2 - 3{,}28\cdot10^{-9}$ Па [4]). Введение в исходный расплав избыточного количества MgO, компенсирующего испарение, приводит к исчезновению полосы поглощения, обусловленной ионами Zr^{3+}. Эти кристаллы бесцветны и не имеют полос поглощения в области 0,2—2 мкм.

Воздействие на бесцветные кристаллы $Y_3Al_5O_{12}-Mg^{2+}, Zr^{4+}$ рентгеновского излучения приводит к окрашиванию в красный цвет и появлению в оптических спектрах полосы поглощения, характерной для ионов Zr^{3+} в додекаэдрических узлах решетки. На рис. 2 приведен разностный спектр поглощения кристаллов до и после облучения, характеризующий наведенное поглощение с максимумом на длине 0,49 мкм. Таким образом, согласно данным спектрального анализа часть ионов Zr^{4+} в этих кристаллах замещает ионы Y^{3+}, а по данным измерений a_0 они замещают и ионы Al^{3+} в октаэдрических позициях.

В кристаллах $Y_3Al_5O_{12}$ — Ca^{2+}, Zr^{4+} ионы Zr^{4+}, по данным измерений a_0, заполняют лишь октаэдрические узлы решетки. Отсутствие ионов Zr^{4+} в додекаэдрических узлах подтверждают и результаты спектральных исследований. На рис. 3 приведен спектр дополнительного поглощения этих кристаллов, подвергнутых воздействию рентгеновского излучения, где полоса с максимумом на длине 0,49 мкм не наблюдается. В спектре наблюдаются дополнительные полосы поглощения на длинах волн 0,77, 0,65 и 0,55 мкм.

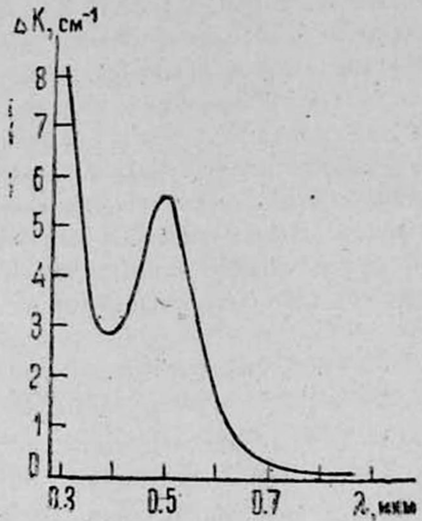


Рис. 2.

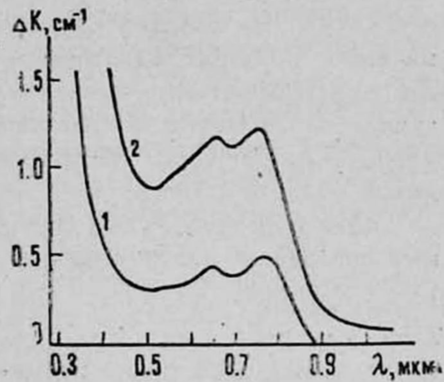


Рис. 3.

Рис. 2. Спектры дополнительного поглощения кристаллов $Y_3Al_5O_{12}$—Mg^{2+}, Zr^{4+}, подвергнутых ионизирующему облучению (300 К).

Рис. 3. Спектры дополнительного поглощения кристаллов $Y_3Al_5O_{12}$—Ca^{2+}, Zr^{4+} (1), $Y_3Al_5O_{12}$—Ca^{2+} (2), подвергнутых ионизирующему облучению (300 К).

Отсутствие аналогичных полос в спектрах кристаллов $Y_3Al_5O_{12}$—Mg^{2+}, Zr^{4+} (в которых часть ионов Zr^{4+} также находится в октаэдрических узлах) не позволяет отнести их к ионам Zr^{3+}, локализованным в октаэдрических узлах. Природа наведенных полос с максимумами на длинах 0,77, 0,65 и 0,55 мкм в кристаллах $Y_3Al_5O_{12}$—Ca^{2+}, Zr^{4+} связана с перезарядкой дефектов решетки. Аналогичные полосы появляются и в кристаллах $Y_3Al_5O_{12}$—Ca^{2+} (рис. 3), поэтому с ионами циркония они не связаны. Отметим также, что сила кристаллического поля, действующая на ионы Zr^{3+}, в октаэдрическом окружении больше, чем в додекаэдрическом. Поэтому при локализации ионов Zr^{3+} в октаэдрических узлах расщепление их уровня d^1 (^2D) было бы больше, чем в случае локализации в додекаэдрических узлах, и соответствующие полосы должны были бы сместиться в коротковолновую область спектра.

В заключение отметим, что в галлиевых гранатах с двойными примесями [5] (Ca^{2+}, Mg^{2+}, Zr^{4+}) ионы Ca^{2+} замещают додекаэдрические, а ионы Mg^{2+} и Zr^{4+}—только октаэдрические узлы кристаллической решетки.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Асатрян Г. Р. и др.* ФТТ, 27, 3441 (1985).
2. *Strocka B., Holst P., Tolksdorf W.* Philips J. Res., 33, 186 (1978).
3. *Shannon R. D.* Acta Cryst., A 32, 751 (1976).
4. Физико-химические свойства окислов. Под ред. Г. В. Самсонова. Изд Металлургия, М., 1978, с. 154.
5. *Mateika D., Laurien R., Rusche Ch.* J. Cryst. Growth, 56, 677 (1982).

ՏԱՐԱՎԱԼԵՆՏԱՅԻՆ ՏԵՂԱԿԱԼՈՒՄԸ ՑԻՐԿՈՆԻՈՒՄ ՊԱՐՈՒՆԱԿՈՂ ԱԼՅՈՒՄԻՆԱՅԻՆ ՆՌՆԱՔԱՐԵՐՈՒՄ

Տ. Ի. ԲՈՒԹԱԵՎԱ, Ա. Ս. ԿՈՒԶԱՆՅԱՆ, Ա. Գ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ, Գ. Հ. ՇԻՐԻՆՅԱՆ

Աշխատանքում հետազոտված են պինդ ֆազաներից ստացված և հալույթից Բրիջմենի եղանակով ստացված $Y_3Al_5O_{12}$—Ca^{2+}, Zr^{4+} *և* $Y_3Al_5O_{12}$—Mg^{2+}, Zr^{4+} *նռնաքարեր-բյուրեղները։ Համեմատելով էլեմենտար բջջի չափերի չափված և հաշված արժեքները, ցույց է տրված, որ* Zr^{4+} *իոնները* $Y_3Al_5O_{12}$—Ca^{2+}, Zr^{4+} *նռնաքարերում լրացնում են օքտաէդրիկ հանգույցները, իսկ* $Y_3Al_5O_{12}$—Mg^{2+}, Zr^{4+} *բյուրեղներում՝ դոդեկաէդրիկ և օկտաէդրիկ հանգույցները։*

COMPLEX SUBSTITUTIONS IN ZIRCONIUM CONTAINING ALUMINIUM GARNETS

T. I. BUTAEVA, A. S. KUZANYAN, A. G. PETROSYAN, G. O. SHIRINYAN

Garnet crystals of $Y_3Al_5O_{12}$—Ca^{2+}, Zr^{4+} and $Y_3Al_5O_{12}$—Mg^{2+}, Zr^{4+} grown from the melt and prepared by means of solid state reaction method are investigated. It is shown that Zr^{4+} ions in $Y_3Al_5O_{12}$—Ca^{2+}, Zr^{4+} crystals fill the octahedral lattice sites, while in $Y_3Al_5O_{12}$—Mg^{2+}, Zr^{4+} they fill both the octahedral and dodecahedral sites.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 2, 109—111 (1988)

УДК 621.372.632

ГЕНЕРАЦИЯ ПЯТОЙ ГАРМОНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ ПИКОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРА НА $YAlO_3:Nd^{3+}$ В КРИСТАЛЛЕ KDP

Н. П. ГАРАЯНЦ, К. Б. ПЕТРОСЯН, К. М. ПОХСРАРЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 20 февраля 1987 г.)

Показано, что генерацию пятой гармоники лазера на $YAlO_3:Nd^{3+}$ ($\lambda=1079{,}6$ нм) можно получить в кристалле KDP при комнатной температуре суммированием частот основного излучения и четвертой гармоники. Приведены значения угла синхронизма, а также угловой и спектральной ширин синхронного взаимодействия.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Асатрян Г. Р. и др.* ФТТ, 27, 3441 (1985).
2. *Strocka B., Holst P., Tolksdorf W.* Philips J. Res., 33, 186 (1978).
3. *Shannon R. D.* Acta Cryst., A 32, 751 (1976).
4. Физико-химические свойства окислов. Под ред. Г. В. Самсонова. Изд Металлургия, М., 1978, с. 154.
5. *Mateika D., Laurien R., Rusche Ch.* J. Cryst. Growth, 56, 677 (1982).

ՏԱՐԱՎԱԼԵՆՏԱՅԻՆ ՏԵՂԱԿԱԼՈՒՄԸ ՑԻՐԿՈՆԻՈՒՄ ՊԱՐՈՒՆԱԿՈՂ ԱԼՅՈՒՄԻՆԱՅԻՆ ՆՌՆԱՔԱՐԵՐՈՒՄ

Տ. Ի. ԲՈՒԹԱԵՎԱ, Ա. Ս. ԿՈՒԶԱՆՅԱՆ, Ա. Գ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ, Գ. Հ. ՇԻՐԻՆՅԱՆ

Աշխատանքում հետազոտված են պինդ ֆազաներից ստացված և հալույթից Բրիջմենի եղանակով ստացված $Y_3Al_5O_{12}$—Ca^{2+}, Zr^{4+} *և* $Y_3Al_5O_{12}$—Mg^{2+}, Zr^{4+} *նռնաքարեր-բյուրեղները։ Համեմատելով էլեմենտար բջջի չափերի չափված և հաշված արժեքները, ցույց է տրված, որ* Zr^{4+} *իոնները* $Y_3Al_5O_{12}$—Ca^{2+}, Zr^{4+} *նռնաքարերում լրացնում են օկտաէդրիկ հանգույցները, իսկ* $Y_3Al_5O_{12}$—Mg^{2+}, Zr^{4+} *բյուրեղներում՝ դոդեկաէդրիկ և օկտաէդրիկ հանգույցները։*

COMPLEX SUBSTITUTIONS IN ZIRCONIUM CONTAINING ALUMINIUM GARNETS

T. I. BUTAEVA, A. S. KUZANYAN, A. G. PETROSYAN, G. O. SHIRINYAN

Garnet crystals of $Y_3Al_5O_{12}$—Ca^{2+}, Zr^{4+} and $Y_3Al_5O_{12}$—Mg^{2+}, Zr^{4+} grown from the melt and prepared by means of solid state reaction method are investigated. It is shown that Zr^{4+} ions in $Y_3Al_5O_{12}$—Ca^{2+}, Zr^{4+} crystals fill the octahedral lattice sites, while in $Y_3Al_5O_{12}$—Mg^{2+}, Zr^{4+} they fill both the octahedral and dodecahedral sites.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 2, 109—111 (1988)

УДК 621.372.632

ГЕНЕРАЦИЯ ПЯТОЙ ГАРМОНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ ПИКОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРА НА $YAlO_3:Nd^{3+}$ В КРИСТАЛЛЕ KDP

Н. П. ГАРАЯНЦ, К. Б. ПЕТРОСЯН, К. М. ПОХСРАРЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 20 февраля 1987 г.)

Показано, что генерацию пятой гармоники лазера на $YAlO_3:Nd^{3+}$ ($\lambda = 1079{,}6$ нм) можно получить в кристалле KDP при комнатной температуре суммированием частот основного излучения и четвертой гармоники. Приведены значения угла синхронизма, а также угловой и спектральной ширин синхронного взаимодействия.

Для получения мощного когерентного излучения в УФ области спектра представляет интерес каскадная генерация в нелинейных кристаллах высших (третьей, четвертой, пятой ...) гармоник излучения неодимовых лазеров с модуляцией добротности и синхронизацией мод [1]. Эффективная генерация третьей и четвертой гармоник обычно осуществляется в широко используемых кристаллах KDP и ADP [2—4]. Однако эти кристаллы не допускают генерацию пятой гармоники (ГПГ) излучения с длиной волны $\lambda \approx 1060$ нм при комнатной температуре. ГПГ излучения лазеров на неодимовом стекле и АИГ:Nd^{3+} в кристаллах KDP и ADP получена в области температур—70,...,—35°C [5—8]. Это обстоятельство затрудняет практическое использование вышеуказанных кристаллов для ГПГ.

В работах [9, 10] ГПГ излучения лазера на АИГ:Nd^{3+} осуществлена в кристалле пентабората калия (КВ5), который допускает синхронное взаимодействие при комнатной температуре. Однако по значению нелинейного коэффициента КВ5 значительно уступает KDP и ADP ($d_{КВ5} \approx \approx 0{,}1\ d_{АДР}$) [11].

В настоящей работе сообщается, что при использовании в качестве источника основного излучения лазера на $YAlO_3$:Nd^{3+} (с длиной волны $\lambda = 1079{,}6$ нм) ГПГ можно получить в кристалле KDP при комнатной температуре.

В таблице приведены угол синхронизма (θ), угловые ($2\Delta\theta$) и спектральные ($2\Delta\lambda$) ширины синхронизма для ГПГ излучения с длиной волны $\lambda_\omega = 1079{,}6$ нм в кристаллах КВ5 и KDP, а также значения эффективного нелинейного коэффициента ($d_{эфф}$) и пропускания образцов этих кристаллов длиной 1 см (T), измеренные на длине волны $\lambda_{5\omega} = 215{,}9$ нм. Из приведенной таблицы следует, что хотя по прозрачности KDP несколько уступает КВ5, но по значению эффективной нелинейности он почти на порядок превосходит КВ5 и обладает большими ширинами синхронизма.

Таблица

Угол синхронизма (θ), угловая ($2\Delta\theta$) и спектральная ($2\Delta\lambda$) ширины синхронизма, эффективный нелинейный коэффициент ($d_{эфф}$) для ГПГ и пропускание КВ5 и KDP на длине волны $\lambda_{5\omega} = 215{,}9$ нм (длина кристалла — 1 см).

Кристалл	θ°	$2\theta\Delta$, мин	$2\Delta\lambda$, Å	$d_{эфф}$, CGSE	T, %
КВ5	50,4*	1,2	1,8	$0{,}7 \cdot 10^{-10}$	77
KDP	84	6	3	$1{,}03 \cdot 10^{-9}$	74

* Угол синхронизма отсчитывается от оси *a*.

В качестве источника основного излучения использовался лазер на $YAlO_3$:Nd^{3+}, работающий в режиме пассивной синхронизации мод. Перед каскадами преобразования частоты параметры основного излучения были следующими: длина волны $\lambda_\omega = 1079{,}6$ нм, число импульсов в цуге— 12—15, общая энергия ~ 12 мДж, средняя длительность ~ 130 пс, спектральная ширина $\sim 0{,}2$ см$^{-1}$, расходимость—1 мрад. ГПГ осуществлялась путем суммирования частот основного излучения и четвертой гармоники. Все нелинейные преобразования осуществлялись в кристаллах KDP (тип взаимодействия оо-е). Энергия излучения пятой гармоники составила ~ 25 мкДж.

Применение высокоэнергетических одиночных импульсов, уменьшение расходимости основного излучения, а также оптимизация длин используемых кристаллов позволят, по-видимому, существенно увеличить эффективность преобразования в пятую гармонику.

В заключение отметим, что в работе [12] осуществлена эффективная ГПГ излучения лазера на АИГ : Nd^{3+} в мочевине. Однако проблема выращивания качественных кристаллов мочевины на сегодняшний день еще не получила своего решения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Справочник по лазерам. Под ред. А. М. Прохорова. Изд. Советское радио, М., 1978, т. 11, с. 313.
2. *Reintjes J., Eckhardt R. C.* Appl. Phys. Lett., 30, 91 (1977).
3. *Seka W.* et al. Opt. Commun., 34, 463 (1980).
4. *Волосов В. Д.* и др. Письма в ЖЭТФ, 19, 38 (1974).
5. *Ахманов А. Г.* и др. Письма в ЖЭТФ, 10, 244 (1969).
6. *Massey G. A., Jones M. D., Johnes J. C.* IEEE, QE—14, 527 (1978).
7. *Jones M. D., Massey G. A.* IEEE, QE—15, 204 (1979).
8. *Massey G. A.* Appl. Phys. Lett. 24, 371 (1974).
9. *Kato K.* Opt. Commun., 19, 332 (1976).
10. *Арутюнян А. Г.* и др. Письма в ЖЭТФ, 6, 277 (1980).
11. *Dewey H. J.* IEEE, QE—12, 303 (1976).
12. *Kato K.* IEEE, QE—16, 810 (1980).

ՊԻԿՈՎԱՅՐԿՅԱՆԱՅԻՆ $YAlO_3$: ND^{3+} ԼԱԶԵՐԻ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՀԻՆԳԵՐՈՐԴ ՀԱՐՄՈՆԻԿԻ ԳԵՆԵՐԱՑԻԱՆ *KDP* ԲՅՈՒՐԵՂՈՒՄ

Ն. Պ. ԳԱՐԱՅԱՆՑ, Կ. Բ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ, Կ. Մ. ՓՈԽՍՐԱՐՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ $YAlO_3$: Nd^{3+} լազերի ճառագայթման հինգերորդ հարմոնիկի գեներացիան հնարավոր է ստանալ KDP բյուրեղում սենյակային ջերմաստիճանում գումարելով հիմնական և չորրորդ հարմոնիկի հաճախականությունները։ Բերված են սինխրոնիզմի անկյան, ինչպես նաև սինխրոն փոխազդեցության անկյունային և սպեկտրալ լայնությունների արժեքները։

GENERATION OF THE FIFTH HARMONIC OF PICOSECOND $YAlO_3 : Nd^{3+}$ LASER RADIATION IN KDP CRYSTAL

N. P. GARAYANTS, K. B. PETROSYAN, K. M. POKHSRARYAN

The generation of the fifth harmonic of $YAlO_3$:Nd^{3+} laser ($\lambda = 1079{,}6$ nm) can be obtained in KDP crystal at room temperature by mixing the fundamental and the fourth-harmonic radiation. The phase matching angle, the angular and spectral widths of the phase matching are given.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 2, 112—114 (1988)

УДК 535.14;530.182

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ КВАНТОВОЙ МОДУЛЯЦИИ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

С. Г. ОГАНЕСЯН, Н. А. САРГСЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 30 сентября 1986 г.)

Получены выражения для плотности и тока поляризованного пучка электронов в случае, когда его модуляция основана на вынужденном черенковском эффекте.

Классическая модуляция плотности пучка электронов осуществляется в системах клистронного типа. Квантовый анализ этой задачи [1, 2] устанавливает связь эффекта модуляции с асимметричной частью отдачи, получаемой электроном при излучении или поглощении фотона, и определяет характерную длину L, разделяющую области квантовой и классической модуляции. В настоящей работе рассмотрен вклад спина электрона в этот эффект.

Пусть монохроматическая электромагнитная волна распространяется в диэлектрической среде с показателем преломления n:

$$A_{x,y}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty} A_{x,y}(\mathbf{q})\, q_z \delta\left[\left(\frac{\omega}{c}n\right)^2 - \mathbf{q}^2\right] \exp(i\mathbf{qr} - i\omega t)\, d\mathbf{q} + \text{к.с.},$$

$$A_{x,y}(\mathbf{q}) = \sqrt{\pi}\, A_{1x,y}\, d \exp\left(-\frac{1}{4}q_x^2 d^2\right), \quad A_{1x} = -\frac{i}{2}A_{0x}, \quad A_{1y} = \frac{1}{2}A_{0y}. \tag{1}$$

Фурье-образ векторного потенциала выбран таким образом, чтобы в плоскости $z=0$ поле имело гауссову огибающую с шириной $2d$ вдоль оси x и было поляризовано по эллипсу (вдоль осей y и z поле не ограничено). Предполагается также, что ширина лазерного пучка велика ($\lambda/d \ll 1$) и проекцией поля на ось z можно пренебречь, $A_z \approx 0$.

Рассмотрим взаимодействие пучка электронов, движущихся под углом θ к оси z, с полем (1) (скорость частиц $\mathbf{v}$ лежит в плоскости xz). Решая уравнение Дирака в линейном по полю (1) приближении и полагая, что до взаимодействия поляризация электронного пучка определяется 4-вектором $a^\mu = (a_0, \mathbf{a})$ [3], находим, что в области $x \gg d$ 4-вектор тока $j^\mu = (e\rho c, \mathbf{j})$ имеет вид

$$j^\mu = j_0^\mu + 2 j_0^\mu \frac{\Delta E}{\hbar\omega} \xi_x \sin(\Delta\mathbf{q}\mathbf{r}) \sin\Phi +$$

$$+ e\rho_0 c \frac{\Delta E}{\varepsilon}\left(\frac{cq_1^\mu}{\omega} + \frac{cp^\mu}{\varepsilon}\frac{n^2-1}{\sqrt{(n\beta)^2-1}}\frac{d^2}{2}q_{1x}q_{1z}\right)\xi_x\cos(\Delta\mathbf{q}\mathbf{r})\cos\Phi +$$

$$+ e\rho_0 c \frac{\Delta E}{\varepsilon}\frac{mc}{p_x}\left(\frac{cq_{1z}}{\omega}\delta_{\mu 0} + \delta_{\mu 3}\right)\sin(\Delta\mathbf{q}\mathbf{r})(a_x\xi_y\sin\Phi + a_y\xi_x\cos\Phi) +$$

$$+ e\rho_0 c \frac{\Delta E}{\varepsilon}\frac{mc}{p_x}\left(\frac{cq_{1z}}{\omega}a_0 - a_z\right)\sin(\Delta\mathbf{q}\mathbf{r})(\xi_y\sin\Phi\,\delta_{\mu 1} + \xi_x\cos\Phi\,\delta_{\mu 2}). \quad (2)$$

Здесь $j_0^\mu = (e\rho_0 c,\ e\rho_0\mathbf{v})$ и $p^\mu = \left(\frac{\varepsilon}{c},\ \mathbf{p}\right)$ — 4-векторы тока и импульса начальных электронов, $q_1^\mu = \left(\frac{\omega}{c},\ \mathbf{q}\right)$ — волновой 4-вектор фотона, фаза $\Phi = \mathbf{q}_1\mathbf{r} - \omega t$,

$$\Delta E = 2\pi\sqrt{\pi}\,mc^2\frac{d}{\lambda}\exp\left(-\frac{1}{4}q_{1x}^2 d^2\right), \quad (3)$$

безразмерные параметры $\xi_{x,\,y} = e\,A_{0x,\,y}/mc^2$, m — масса электрона. Векторы $\mathbf{q}_1$ и $\Delta\mathbf{q}$ имеют проекции

$$q_{1x} = \frac{\omega}{v^2}\left[v_x - v_z\sqrt{(n\beta)^2-1}\right],\quad q_{1z} = \frac{\omega}{v^2}\left[v_z + v_x\sqrt{(n\beta)^2-1}\right],$$

$$\Delta q_x = \frac{\hbar\omega}{2\varepsilon}\frac{n^2-1}{\sqrt{(n\beta)^2-1}}q_{1z},\quad \Delta q_z = -\frac{\hbar\omega}{2\varepsilon}\frac{n^2-1}{\sqrt{(n\beta)^2-1}}q_{1x},\quad \beta = v/c. \quad (4)$$

Перейдем к анализу полученных формул. Вычисляя плотность пучка частиц с помощью уравнения Клейна—Гордона, можно убедиться, что временные компоненты ($\mu = 0$) второго и третьего слагаемых в (2) не связаны со спином электрона. Анализ фаз во втором слагаемом показывает, что длина L вдоль направления $\Delta\mathbf{q}/|\Delta\mathbf{q}|$, разделяющая области квантовой ($r \gtrsim L$) и классической ($r \ll L$) модуляции, определяется из условия $L\,|\Delta\mathbf{q}| = 2\pi$. Третье слагаемое связано с модуляцией плотности электронов в поле (1) и, наконец, четвертое слагаемое определяет вклад магнитного момента электрона в эффект модуляции плотности частиц.

Переходя в пространственных компонентах ($\mu = 1, 2, 3$) формулы (2) к нерелятивистскому пределу и учитывая определение нерелятивистского тока [3], получаем, что эффект модуляции тока обусловлен как модуляцией плотности пучка частиц, так и его намагниченностью. С первым эффектом связаны второе, третье и четвертое слагаемые в x- и z-проекциях тока ($\mu = 1, 3$). Модуляция плотности пучка приводит к модуляции его намагниченности. С этим чисто спиновым эффектом связано пятое слагаемое в формуле (2) и, в частности, возникновение y-проекции тока ($\mu = 2$).

Если лазерный пучок поляризован вдоль оси y, то модуляция пучка частиц обусловлена только спином электрона и достигает 10% при $\lambda = 1{,}06$ мкм, $d = 0{,}1$ см, $P = 7{,}71\cdot 10^7$ Вт/см², $n = 1{,}021$, $\varepsilon = 2{,}5$ МэВ, $\theta = 2{,}77\cdot 10^{-2}$ рад. В расчетах принималось, что пучок электронов полностью поляризован вдоль оси x, а z-проекция скорости частиц удовлетворяет условию $1 - n\beta_z = 0$.

Авторы выражают глубокую благодарность В. М. Арутюняну за обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Варшалович Д. А., Дьяконов М. Н.* ЖЭТФ, 60, 90 (1971).
2. *Арутюнян В. М., Оганесян С. Г.* ЖЭТФ, 72, 465 (1977).
3. *Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П.* Квантовая электродинамика. Изд. Наука, М., 1980, с. 133, 150.

ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ԵՐԵՎՈՒՅԹՆԵՐԸ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՓՆՋԻ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՄՈԴՈՒԼՅԱՑԻԱՅԻ ԴԵՊՔՈՒՄ

Ս. Գ. ՀՈՎՀԱՆՆԵՍՅԱՆ, Ն. Հ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ

Ստացված են բևեռացված էլեկտրոնային փնջի խտության և հոսանքի համար արտահայտություններ այն դեպքում, երբ նրա մոդուլյացիան պայմանավորված է ստիպողական չերենկովյան երևույթով։

POLARIZATION EFFECTS AT QUANTUM MODULATION OF ELECTRON BEAMS

S. G. OGANESYAN, N. H. SARGSYAN

Expressions for the density and current of polarized electron beams modulated by using stimulated Cherenkov effect are obtained.

ISSN 0002—3035

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ
ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ՖԻԶԻԿԱ
ИЗВЕСТИЯ
АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
ФИЗИКА

СОДЕРЖАНИЕ

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Том 23 Выпуск 2 1988

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Համառոտ հաղորդումներ