ԵՌԱՄԱԿԱՐԴԱԿ ԱՏՈՄԸ ԵՐԿՈՒ ՈՉՄԻԱԳՈՒՅՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ԴԱՇՏՈՒՄ ԵՐԿՖՈՏՈՆ ՌԵԶՈՆԱՆՍԻ ԴԵՊՔՈՒՄ

Դ. Յու. ՄԵԼԻՔՋԱՆՅԱՆ

Գտնված են Շրեդինգերի հավասարման ճշգրիտ անալիտիկ լուծումները երկու ռեզոնանսային ոչմիագույն ալիքների դաշտում (որոշակիորեն տրված սահմանաձև կամ զանգակաձև ամպլիտուդային շրջափողներով) ճշգրիտ երկֆոտոն ռեզոնանսի դեպքում: Վերլուծված է համակարգի հաստատված վիճակը կախված խնդրի պարամետրերից, ցույց է տրված, որ t→∞ դեպքում մակարդակների բնակեցվածությունների սահմանային արժեքները տատանվող ֆունկցիաներ են կախված լուսային իմպուլսների տևողությունից:

THREE-LEVEL ATOM IN THE FIELD OF TWO NONMONOCROMATIC WAVES IN CASE OT EXACT TWO-PHOTON RESONANCE

D. YU. MELIKDZHANYAN

Exact analytical solutions of Schrodinger equation for a three-level atom in the field of two resonant nonmonochromatic waves with specific bell-shaped or quasi-stop amplitude envelopes in case of two-photon resonance are obtained. The steady state of the system was investigated for different values of parameters, it was shown that the limiting values of system levels population for $t \to \infty$ were oscillating functions of light pulse duration.

Изв. АН Армении, Физика, т. 27, вып. 1, с. 13—22 (1992)

УДК 535.51:621.373

СРЕДНИЙ РАДИУС, ВОЛНОВОЙ ФРОНТ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ ПРИ РЕЗОНАНСНОЙ САМОФОКУСИРОВКЕ

А. Ж. МУРАДЯН

НПО «Лазерная техника» ЕГУ

(Поступила в редакцию 29 ноября 1990 г.)

Рассмотрена резонансная самофокусировка поляризованного излучечения на оптических переходах 1/2—1/2 (с учетом насыщения нелинейности) и 1/2—3/2 (в керровском приближении). Вычислены среднеквадратичный радиус, кривизна волнового фронта и поляризация светового пучка (для первого случая), длина и порог самофокусировки (для второго случая).

Явление самофокусировки [1—4] в общем случае сопутствует распространению поперечно ограниченного интенсивного излучения через среду. Строгое аналитическое рассмотрение процесса самофокусировки наталкивается на значительные трудности, особенно в области больших нелинейностей. Самофокусировка относительно проще в резонансных средах с электронными переходами, когда инерционностью поляризованности среды можно пренебречь и последовательно учитывать насыщение нелинейности диэлектрической проницаемости среды.

Учету поляризации волны при самофокусировке уделялось пока мало внимания, хотя в ряде случаев, например при нелинейной поляризационной спектроскопии [5], он имеет принципиальное значение. Дело в том, что характер светоиндуцированного двулучепреломления среды однозначно определяется поляризацией интенсивной волны: в поле волны круговой поляризации прозрачная среда приобретает гиротропные свойства, а в поле волны линейной поляризации—оптические свойства одно(двух)осных кристаллов. При самофокусировке же поляризованного излучения поляризация волны зависит также от поперечных координат и в разных точках светового пучка индуцированные гиротропные и одно(двух)осные свойства будут смешиваться в разных пропорциях усложняя характер изменения поляризации пробного излучения.

Резонансная самофокусировка эллиптически поляризованного света рассмотрена в [6] для оптического перехода $1/2—3/2$ паров щелочных металлов, а в [7] учтена также дублетная структура возбужденного энергетического уровня. Ряд результатов по поведению поляризации при самофокусировке в произвольных изотропных средах представлены в [4, 8], а в [9] выявлено влияние внешнего магнитного поля на процесс самофокусировки в резонансной среде. В этих работах анализ ведется для приаксиальных лучей и без учета насыщения оптического перехода. В настоящей работе самофокусировка эллиптически поляризованного излучения рассмотрена в резонансной среде с оптическим переходом $j_1=1/2—j_2=1/2$ и $j_1=1/2—j_2=3/2$. Для первого случая с помощью метода моментов [10] вычислены среднеквадратичный радиус, кривизна волнового фронта и поляризация интенсивного светового пучка в среде с учетом насыщения диэлектрической проницаемости среды. Для второго случая выведены уравнения, описывающие пространственную эволюцию среднеквадратичных радиусов круговых компонент волны в первом нелинейном приближении и получено простое алгебраическое соотношение, определяющее порог самофокусировки. Показано, что среднеквадратичные радиусы круговых компонент в среде «схлопываются» совместно.

Пусть волна взаимодействует с резонансной средой в режиме адиабатического следования [11, 12]. Тогда уравнение распространения для каждой круговой компоненты волны имеет обычный «скалярный» вид:

$$2ik\frac{\partial E^{(\pm)}}{\partial z}+\Delta_{\perp}E^{(\pm)}+\frac{k^2}{\varepsilon_0}\varepsilon^{(\pm)}_{\text{нл}}(\omega)E^{(\pm)}=0, \tag{1}$$

где $E^{(\pm)}=E_x\pm iE_y$ есть амплитуды круговых компонент напряженности, k—волновой вектор, ε_0—нерезонансная диэлектрическая проницаемость окружающей резонансные атомы среды, z—направление распространения волны, вдоль которого проведено укорочение уравнения распро-

---

* $\hbar$—постоянная Планка с чертой.

странения. В случае перехода 1/2—1/2 нелинейная часть диэлектической проницаемости резонансной среды

$$\varepsilon_{\text{нл}}^{(\pm)}(\omega)=\frac{2\pi N|d|^2}{3\hbar\varepsilon_0\varepsilon}\left(\frac{1}{\sqrt{1+\xi^{(\pm)}}}-1\right), \tag{2}$$

где ω—частота поля, N—концентрация резонансных атомов, d—приведенный матричный элемент перехода 1/2—1/2, $\varepsilon=\omega_0-\omega$—расстройка резонанса, ω_0—частота резонансного перехода.

$\xi^{(\pm)}=2|d|^2|E^{(\pm)}|^2/3\hbar^2\varepsilon^2$—безразмерные параметры интенсивностей круговых компонент волны.

Интегралами (1) являются [13]

$$\Pi_1^{(\pm)}=\int|E^{(\pm)}|^2 d^2\rho, \tag{3}$$

$$\Pi_2^{(\pm)}=\int\{|\nabla_\perp E^{(\pm)}|^2-G^{(\pm)}(\omega)\}\,d^2\rho, \tag{4}$$

где $\dfrac{\partial G^{(\pm)}}{\partial z}=\varepsilon_{\text{нл}}^{(\pm)}(\omega)\,\dfrac{\partial|E^{(\pm)}|^2}{\partial z}$. Значения $\Pi_1^{(\pm)}$ с точностью коэффициента $c/2\pi$ представляют потоки энергии круговых компонент поля через поперечное сечение пучка. Их сохранение обусловлено отсутствием реального поглощения при взаимодействии в режиме адиабатического следования. Введем среднеквадратичные радиусы [10, 14]

$$R_\pm^2(z)=\frac{1}{\Pi_1^{(\pm)}}\int|E^{(\pm)}(\rho,\ z)|^2\rho^2 d^2\rho. \tag{5}$$

Дифференцируя (5) по Z дважды, используя (1) и определения (3), (4), аналогично [14], получим следующее уравнение эволюции:

$$\Pi_1^{(\pm)}\frac{d^2R_\pm^2}{dz^2}=\frac{2}{k^2}\left\{\Pi_2^{(\pm)}+q\int\left[2\left(2\sqrt{1+\xi^{(\pm)}}-\xi^{(\pm)}-2\right)-\right.\right.$$

$$\left.\left.-\left(\frac{1}{\sqrt{1+\xi^{(\pm)}}}-1\right)\xi^{(\pm)}\right]d^2\rho\right\}, \tag{6}$$

где $q=\pi N\omega^2\hbar\varepsilon/\varepsilon_0c^2$.

Граничные условия для (6) имеют вид

$$\left(R_{(\pm)}^2(z)\right)_{z=0}=R^2(0),\quad\left(\frac{dR_{(\pm)}^2(z)}{dz}\right)_{z=0}=\frac{2R^2(0)}{r}, \tag{7}$$

где $R^2(0)$ и r—среднеквадратичный радиус и кривизна волнового фронта на входе в среду, одинаковые для обеих круговых поляризаций. Заметим, что в первом нелинейном (керровском) приближении интегральный член с правой стороны (6) зануляется и оставшееся уравнение описывает полное схлопывание пучка при самофокусировке ($\varepsilon<0$) [10, 14].

Для вычисления интегралов с правой стороны (6) выберем гауссовское распределение интенсивностей по поперечному сечению: $\xi^{(\pm)}(z,\ \rho)=(\bar{\xi}/R_{(\pm)}^2(z))\exp(-\rho^2/R^2(z))$. Тогда каждое уравнение умножением на соответствующий интегрирующий множитель $dR^2_{(\pm)}(z)/dz$ приводится к уравнению первого порядка (знаки $(\pm)$ опускаем):

$$\left(\frac{df^2(z)}{dz}\right)^2 = \left(\frac{1}{R_g^2}+\frac{4}{r^2}\right)f^2(z) + \frac{p}{\xi_0 R^2(0)}\left\{4\left(1-\sqrt{1+\xi_0}+\right.\right.$$

$$\left.+\ln\frac{\sqrt{1+\xi_0}+1}{2}\right)f^2(z)+3f(z)\left[(f^2(z)+\xi_0)^{3/2}-f^3(z)\right]-3\xi_0 f(z)\sqrt{f^2(z)+\xi_0}+$$

$$\left.+f^3(z)\left(\sqrt{f^2(z)+\xi_0}-f(z)\right)-4f^4(z)\ln\frac{\sqrt{f^2(z)+\xi_0}+f(z)}{f(z)}\right\}-\frac{1}{R_g^2}, \qquad (8)$$

где $f^2(z)=R^2(z)/R^2(0)$, $p=8\pi N|d|^2/3h\varepsilon_0\varepsilon$, $\xi_0=\bar{\xi}/R^2(0)$,

$R_g = kR^2(0)/2$ — дифракционная длина.

Чтобы понять характер решений, представим поведение правой стороны уравнения (8) (ПСУ) как функцию от $f^2(z)$. Для этого было построено семейство таких графиков, соответствующих разным значениям расстройки резонанса ε. Три из них для коллинеарного входного пучка $(r=\infty)$ представлены на рис. 1. Заметим, что от ε зависят параметры ξ_0 и p, определяющие фокусирующие свойства среды (ФСС). Увеличение p монотонно усиливает ФСС, в то время как увеличение ξ_0 сперва усиливает, а в дальнейшем из-за насыщения оптического перехода ослабляет ФСС.

Уравнению (8) удовлетворяют, естественно, те области изменения $f^2(z)$, где ПСУ не отрицательна. Кривые вне этих областей проведены пунктирами. Кривая 1а соответствует относительно большим значениям $|\varepsilon|$, когда дифракционная расходимость светового пучка сильнее ФСС и среднеквадратичный радиус пучка бесконечно растет. При уменьшении $|\varepsilon|$ кривая ПСУ приближается к оси абсцисс и для определенного значения касается с ней только в одной точке $f^2(z)=1$, будучи отрицательной во всех остальных точках. При этом реализуется точный волноводный режим распространения, когда ФСС и дифракция в точности компенсируют друг друга и световой пучок распространяется с постоянным среднеквадратичным радиусом, равным его значению на входе в среду. При дальнейшем уменьшении $|\varepsilon|$ кривые ПСУ принимают вид 1б, показывающий, что $f^2(z)$ ограничен между значениями $f^2_{\min}<1$ и $f^2_{\max}=1$. Распространение пучка становится квазиволноводным, когда пучок сперва сужается от входного до некоторого минимального размера, далее опять расширяется до входного размера и такой цикл эволюции периодически повторяется [15—17]. При еще меньших $|\varepsilon|$ (соответственно больших ξ_0 и p) значение $f^2_{\min}$ в среднем приближается к единице, равняется ей (при этом второй раз осуществляется волноводный режим распространения), а затем $f^2_{\min}$ остается равным единице, а $f^2_{\max}$ начинает расти с единичного значения. При этом показатель преломления среды сильно насыщается и квазиволноводный режим распространения начинается с расширения пучка [16, 18].

Характерно, что граничные значения $f^2_{min} < 1$ и $f^2_{max} > 1$ при наличии насыщения нелинейности могут меняться скачкообразно. Один такой скачок иллюстрируется графиком 1в. При $\varepsilon = -0{,}28 \cdot 10^9$ Гц график касается с осью абсцисс в точке, указанной стрелкой. Область изменения $f^2(z)$ находится между точками $f^2_{min} = 0{,}078$ и $f^2_{max} = 1$. При малейшем уменьшении $|\varepsilon|$ кривая отрывается от оси абсчисс в этой точке и граничными точками изменения $f^2(z)$ уже являются $f^2_{min} = 0{,}066$ и $f^2_{max} = 1$, то есть минимальные поперечные размеры пучка f^2_{min} скачком меняются от значения 0,078 до 0,066. В случае неколлинеарного пучка на входе в среду $(r^2 < \infty)$ f^2_{min} и f^2_{max} испытывают скачки одновременно. Разрывное поведение f^2_{min} и f^2_{max} при $\xi_0 \gg 1$ непосредственно из решения уравнения типа (8) получено в [18].

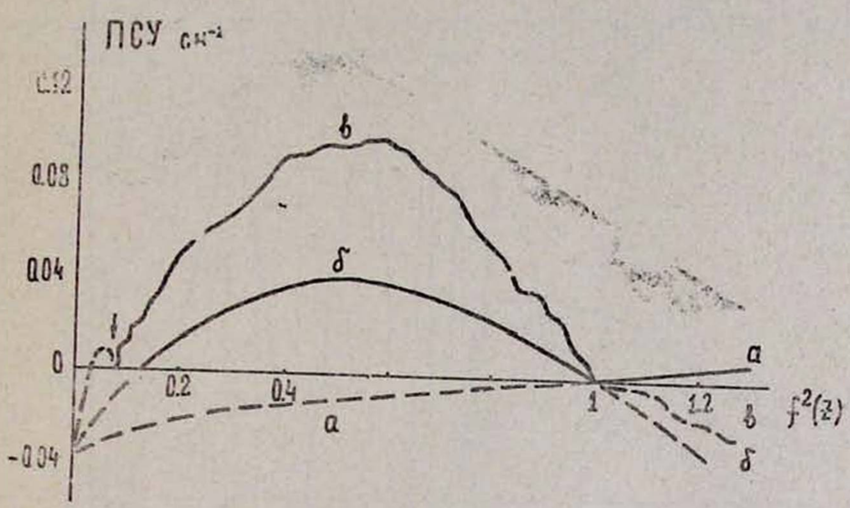

Рис. 1. Зависимость правой стороны уравнения (8) от $f^2(z)$ при $\varepsilon = -4 \cdot 10^{10}$ (а), $-0{,}8 \cdot 10^{10}$ (б) и $-0{,}28 \cdot 10^9$ Гц (в). Параметр интенсивности ξ_0 (при $\varepsilon = -10^{10}$ Гц) $= 25$. Остальные параметры системы есть $\frac{N}{\varepsilon_0} = 10^{10}$ см$^{-3}$, $|d|^2 = 0{,}8 \cdot 10^{-34}$ CGSE, $R^2(0) = 10^{-2}$ см^2, $k = 10^5$ см$^{-1}$ и сохраняются для последующих рисунков.

Хорошо известно, что при самофокусировке помимо поперечных размеров меняется также кривизна волнового фронта светового пучка. Для исследования последней амплитуда напряженности электрического поля $E(z, \rho)$ представляется в виде $E_0 \exp(-ik\Psi)$ и из уравнения распространения для $E(z, \rho)$ получается система двух уравнений в частных производных для модуля E_0 и фазовой функции Ψ [2—4]. Если поперечное распределение интенсивности пучка выбрать гауссовским, среднеквадратичный радиус которого $f^2(z)$ определяется как решение уравнения (8), то уравнение для Ψ будет удовлетворяться видом $\Psi\ (z, \rho) =$

$\frac{\rho^2}{2}\beta(z)+\varphi(z)$ (для произвольных ρ), где кривизна волнового фронта $\beta(z)$ и функция $\varphi(z)$ определяется через $f^2(z)$ следующим образом:

$$\beta(z)=\frac{1}{2f^2(z)}\frac{df^2(z)}{dz}, \tag{9}$$

$$\varphi(z)=\frac{3p}{4}\int_0^z\left(\frac{1}{\sqrt{1+\xi_0/f^2}}-1\right)dz-\frac{R^2(0)}{2R_g^2}\int_0^z\frac{dz}{f^2(z)}. \tag{10}$$

На рис. 2 представлены графики функций $f^2(z)$, $\beta(z)$ и $\varphi(z)$.

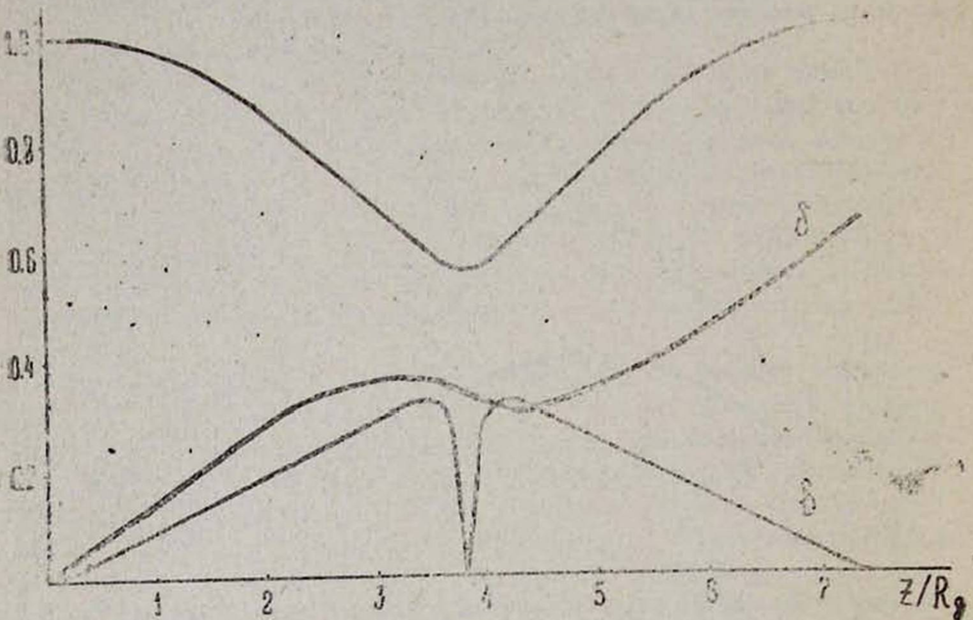

Рис. 2. Графики безразмерных параметров $f(z)$ (а), $\kappa\varphi(z)$ (б) и $|\beta(z)|$ (равного $\beta(z)$ для правой и $-\beta(z)$ для левой половины графика) (в); $\varepsilon=-0{,}4\cdot10^{10}$ Гц, $\xi_0=0{,}5$.

Соотношения (8)—(10) остаются для каждой круговой поляризации и если пучок на входе в среду поляризован по эллипсу ($\xi_0^{(+)}\neq\xi_0^{(-)}\neq0$), то в среде поляризация пучка будет меняться [19] и в поперечном направлении. Из (10) видно, что $\varphi_\pm(z)$, определяющие фазы на оси пучка ($\rho=0$) и, соответственно, ее поляризацию, состоят из двух слагаемых. Первое из них обусловлено светоиндуцированным изменением диэлектрической проницаемости среды и присутствует также в приближении плоских волн ($f_\pm^2(z)\to1$, $R^2(0)\to\infty$). Второе прибавляется за счет самофокусировки и дает вклад в изменение поляризации при $f_+^2(z)\neq f_-^2(z)$. Вклад функций $\beta_\pm(z)$ в изменение поляризации также обусловлен самофокусировкой и отсутствует в приближении плоских волн.

Численные расчеты показывают, что закономерности изменения поляризации при резонансной самофокусировке в корне отличаются от соответствующих закономерностей при плоских волнах. Это особенно отчетливо проявляется для рассматриваемого режима адиабатического следования, когда светоиндуцированное двулучепреломление в приближении плоских волн приводит к простому равномерному повороту эллипса поляризации без его деформации. Развитие самофокусировки приводит во первых к тому, что поворот поляризации даже на оси пучка становится неравномерным (график *а* на рис. 3 отличается от синусоидальной кривой), причем теряется и периодичность относительно пространственного периода $f^2(z)$. Эллипс поляризации также деформируется, но изменение эксцентриситета носит периодический характер. С удалением от оси пучка темп поворота главных осей эллипса поляризации монотонно и достаточно быстро увеличивается. Для сопоставления на рис. 3б приведен график угла поворота θ для средней части ($\rho = R(0)/\sqrt{2}$) пучка. Эксцентриситет же эллипса поляризации оказывается не зависящим от поперечной координаты (пунктирная кривая на рис. 3, построенная для $\rho=0$, сохраняется при любых ρ).

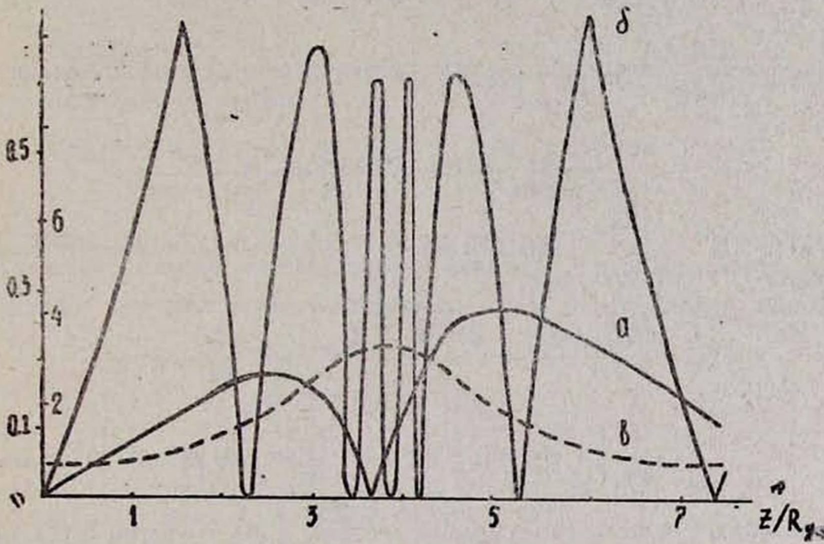

Рис. 3. Угол поворота θ (а, б) и отношение главных осей эллипса поляризации b_2/b_1 (в) как функция от координаты распространения. Интервал изменения z, как и на рис. 2, включает один полный пространственный период изменения $f^2(z)$.

При малых нелинейностях $\left(\frac{\xi_0}{f^2(z)} \ll 1\right)$ в (8)—(10) можно ограничиться первыми нелинейными членами. Тогда отношение второго слагаемого в выражении (9) (обусловленного только самофокусировкой) к первому (представляющему двулучепреломление) с точностью коэффициента порядка единицы определяется параметром

$$Q = \frac{R(0)}{R_g} \cdot \frac{z}{R_g} (p\xi_0)^{-1/2}. \tag{11}$$

В обычных лабораторных условиях $R(0)/R_g \ll 1$, $z/R_g \ll 1$, $p\xi_0 \sim 1$ и поэтому $Q \ll 1$ с очень большим запасом. Следовательно, для приаксиальной части пучка непосредственное влияние самофокусировки на изменение поляризации мало и самофокусировка влияет на характер изменения поляризации в основном через механизм двулучепреломления. При удалении от центра пучка непосредственное влияние самофокусировки, обусловленное разными значениями $\beta_+(z)$ и $\beta_-(z)$, на угол поворота главных осей эллипса поляризации усиливается. Именно этим влиянием обусловлены различия между графиками *а* и *б* на рис. 3.

Рассмотрим теперь оптический переход $j_1 = 1/2 - j_2 = 3/2$. В этом случае, в отличие от предыдущего, круговые компоненты поля распространяются взаимно зависимо друг от друга и нелинейные добавки к диэлектрической проницаемости среды имеют вид [20]

$$\varepsilon^{(\pm)}_{\text{нл}}(\omega) = \frac{\pi N |d_1|^2}{6h\,\varepsilon_0 \varepsilon}\left(\frac{3}{\sqrt{1 + 3\xi_1^{(\pm)} + \xi_1^{(\mp)}}} + \frac{1}{\sqrt{1 + \xi_1^{(\pm)} + 3\xi_1^{(\mp)}}} - 4\right), \tag{12}$$

где d_1 — приведенный матричный элемент перехода 1/2—3/2, $\xi_1^{(\pm)} = |d_1|^2 |E^{(\pm)}|^2/6h^2\varepsilon^2$. Аналогично (6) можно получить

$$\Pi_1^{(\pm)} \frac{d^2 R^2_{\pm}(z)}{dz^2} = \frac{1}{k^2}\int\Big\{ 2|\nabla_\perp E^{(\pm)}|^2 - k^2 \varepsilon^{(\pm)}_{\text{нл}}(\omega)\,\rho\,\frac{\partial |E^{(\pm)}|^2}{\partial\rho} -$$

$$- 2k^2 \varepsilon^{(\pm)}_{\text{нл}}(\omega)\,|E^{(\pm)}|^2\Big\}\, d^2\rho. \tag{13}$$

Дифференцируя (13) еще раз по z и используя определения (4) и функции $G^{(\pm)}(\omega)$, получим

$$\Pi_1^{(\pm)} \frac{d^3 R^2_{(\pm)}(z)}{dz^3} = \frac{2\pi N h\varepsilon}{\varepsilon_0}\Big\{\int \varepsilon^{(\pm)}_{\text{нл}}(\omega)\,\frac{\partial \xi_1^{(\pm)}}{\partial z}\, d^2\rho -$$

$$- \frac{d}{dz}\left[\int \varepsilon^{(\pm)}_{\text{нл}}(\omega)\left(\xi_1^{(\pm)} + \rho^2 \frac{\partial \xi_1^{(\pm)}}{\partial \rho^2}\right) d^2\rho\right]\Big\}. \tag{14}$$

К сожалению, интегралы с правой стороны (14) с учетом (12) не вычисляются даже при гауссовском распределении, поэтому ограничимся первыми неисчезающими нелинейными членами (керровская нелинейность). Тогда (14) можно переписать в виде

$$\frac{d^3 f^2_{\pm}(z)}{dz^3} = \frac{2\pi N |d_1|^2}{h\varepsilon_0\varepsilon R^2(0)}\,\xi_{01}^{(\mp)}\left\{\frac{f^2_{\mp}}{(f^2_{\pm} + f^2_{\mp})^3}\frac{df^2_{\pm}}{dz} - \frac{f^2_{\pm}}{(f^2_{\pm} + f^2_{\mp})^3}\frac{df^2_{\mp}}{dz}\right\}, \tag{15}$$

где $\xi_{01}^{(\pm)} = \xi_1^{(\pm)}(z = 0,\ \rho = 0)$. Граничные условия для $f^2_{(\pm)}(z)$ и их первых производных аналогичны (7), а для второй производной имеют вид (см. (13) при $z = 0$)

$$\left(\frac{d^2 f^2_{\pm}(z)}{dz^2}\right)_{z=0} = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{R_g^2} + \frac{4}{r^2}\right) + \frac{\pi N |d_1|^2}{12h\varepsilon_0\varepsilon R^2(0)}\left(5\xi_{01}^{(\pm)} + 3\xi_{01}^{(\mp)}\right). \tag{16}$$

Выражения в фигурных скобках с правой стороны (15) антисимметричны относительно перестановки индексов поляризаций волн $(+) \leftrightarrow (-)$. Поэтому умножая уравнение для $f_+^2(z)$ на $\xi_{01}^{(+)}$, а уравнение для $f_-^2(z)$ на $\xi_{01}^{(-)}$ и суммируя их, получим

$$\xi_{01}^{(+)} \frac{d^3 f_+^2(z)}{dz^3} + \xi_{01}^{(-)} \frac{d^3 f_-^2(z)}{dz^3} = 0,$$

решение которого с учетом граничных условий (7), (16) имеет вид

$$\frac{\xi_{01}^{(+)}}{\xi_{01}^{(+)} + \xi_{01}^{(-)}} f_+^2(z) + \frac{\xi_{01}^{(-)}}{\xi_{01}^{(+)} + \xi_{01}^{(-)}} f_-^2(z) = 1 - \frac{z^2}{z_\phi^2}.$$

Расстояние z_ϕ, на котором фокусируются (совместно) обе поляризации, есть

$$z_\phi = \left\{ \frac{\pi N |d_1|^2}{24h |\varepsilon| \varepsilon_0 R^2(0)} \frac{5\xi_{01}^{(+)2} + 6\xi_{01}^{(+)} \xi_{01}^{(-)} + 5\xi_{01}^{(-)2}}{\xi_{01}^{(+)} + \xi_{01}^{(-)}} - \frac{1}{4R_g^2} \right\}^{-\frac{1}{2}}.$$

Из положительной определенности выражения в фигурных скобках следует порог самофокусировки:

$$\left(\frac{5\xi_{01}^{(+)2} + 6\xi_{01}^{(+)} \xi_{01}^{(-)} + 5\xi_{01}^{(-)2}}{\xi_{01}^{(+)} + \xi_{01}^{(-)}} \right)_{\text{порог}} = \frac{6h\varepsilon_0 |\varepsilon| R^2(0)}{\pi N |d_1|^2 R_g^2}.$$

При постоянной полной интенсивности волны ($\xi_{01}^{(+)} + \xi_{01}^{(-)} = \text{const}$) порог максимален при линейной, и минимален при круговой поляризациях.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Аскарьян Г. А.* ЖЭТФ, 42, 1567 (1962).
2. *Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В.* УФН, 93, 19 (1967).
3. *Луговой В. Н., Прохоров А. М.* УФН, 111, 203 (1973).
4. *Marburger J. H.* Progr. Quant. Electr., 4, 35 (1975).
5. *Демтредер В.* Лазерная спектроскопия. М.: Наука, 1985. § 10.2.
6. *Адонц Г. Г., Чалтыкян В. О., Шахназарян Н. В.* Изв. АН АрмССР, Физика, 8, 28 (1973).
7. *Хачатрян А. М., Шахназарян Н. В.* ЖЭТФ, 67, 54 (1974).
8. *Голубков А. А., Макаров В. А.* Изв. вузов. Радиофизика. 31. 1042 (1988).
9. *Смирнов Г. И.* Опт. и спектр. 64. 842 (1988).
10. *Власов С. Н., Петрищев В. А., Таланов В. И.* Изв. вузов. Радиофизика. *14.* 1353 (1971).
11. *Арутюнян В. М., Канецян Е. Г., Чалтыкян В. О.* ЖЭТФ. 59, 195 (1970).
12. *Grischkowsky D.* Phys. Rev. Lett., 24, 866 (1970).
13. *Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П.* Теория волн. М.: Наука. 1979, с. 296.
14. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука. 1982, с. 517.

15. *Piekara A.* APPL. Phys Lett., 13, 225 (1963).
16. *Гора В. Д., Карамзин Ю. Н., Сухоруков А. П.* КЭ. 7. 720 (1980).
17. *Мурадян А. Ж.* КЭ, 13, 1935 (1986).
18. *Мурадян А. Ж.* ЖЭТФ. 92, 1978 (1987).
19. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теория поля. М.: Наука. 1967. § 48.
20. *Арутюнян В. М., Канецян Е. Г., Чалтыкян В. О.* Препринт ИФИ—71—02. Ереван. 1971, с. 30.

ՄԻՋԻՆՇԱՌԱՎԻՂԸ, ԱԼԻՔԱՅԻՆ ՃԱԿԱՏԸ ԵՎ ԲԵՎԵՌԱՑՈՒՄԸ ԼՈՒՅՍԻ ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ԻՆՔՆԱՖՈԿՈՒՍԱՑՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Ա. Ժ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ

Էլիպտիկ բևեռացված լույսի ռեզոնանսային ինքնաֆոկուսացումը քննարկված է ադիաբատիկ փոխազդեցության պայմաններում, $^1/_2—^1/_2$ (միջավայրի դիէլեկտրիկ թափանցելիության ոչ գծայնության հագեցման հաշվառումով) և $^1/_2—^3/_2$ (Կերրի մոտավորությամբ) օպտիկական անցումների համար: Առաջին դեպքում ստացված են լուսային փնջի միջին քառակուսային շառավիղը, ալիքային ճակատի կորության և բևեռացման փոփոխության օրինաչափությունները: Երկրորդ դեպքի համար ստացված են բացահայտ արտահայտություններ ինքնաֆոկուսացման շեմի և երկարության համար:

THE MEAN RADIUS, WAVEFRONT AND POLARIZATION UNDER RESONANT SELF-FOCUSING

A. ZH. MURADYAN

Resonance self-focusing of polarized radiation at optical transitions 1/2-1/2 (allowing for the saturation of nonlinearity) and 1/2-3/2 (in Kerr approximation) has been investigated. The root-mean-square radius, the wavefront curvature and polarization of intense beam of light (for the first case) as well as the length and threshold of self-focusing (for the second case) are calculated. It is obtained that in the regime of quasi-waveguide propagation, the rate of rotation of principal axes of the polarization ellipse at the removal of beam from the axis lose the periodicity, and the eccentricity of the ellipse periodically changes.

Изв. АН Армении, Физика, т. 27, вып. 1, с. 22—29 (1992)

УДК 621.373.826.038.825.2

ИССЛЕДОВАНИЕ СИНХРОННО-НАКАЧИВАЕМОГО ВКР-ЛАЗЕРА ПИКОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ДИСКРЕТНОЙ ПЕРЕСТРОЙКОЙ В ОБЛАСТИ 1,140—1,153 мкм

Г. Г. ГРИГОРЯН, С. Б. СОГОМОНЯН

Институт физических исследований Армении

(Поступила в редакцию 15 апреля 1991 г.)

Исследованы временные и энергетические характеристики синхронно-накачиваемого ВКР-лазера на кристалле $LiIO_3$ с дискретной перестройкой длины волны излучения. Изменением геометрии рассеяния по-