Изв. АН Армянской ССР, Физика, 12, 261—266 (1977)

САМОФОКУСИРОВКА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ДВУХ ИНТЕНСИВНЫХ ВОЛН В СИСТЕМЕ МНОГОУРОВНЕВЫХ АТОМОВ

С. В. ПАТУРЯН, Н. В. ШАХНАЗАРЯН

Теоретически исследовано прохождение двух интенсивных монохроматических волн, взаимодействующих со средой из шестиуровневых атомов. Найдены законы дисперсии для этих волн. Рассмотрено взаимное влияние волн, имеющее место при их прохождении в среде а также эффекты самовоздействия, связанные с нелинейностью показателя преломления. Для детального анализа динамики самовоздействия проведен численный анализ уравнений для безразмерных диаметров пучков.

Самовоздействие интенсивных световых пучков, взаимодействующих с резонансной средой, сопутствует любым наблюдаемым процессам. Поэтому исследование эффектов самовоздействия представляет интерес прежде всего с точки зрения выбора наиболее оптимальных условий наблюдения этих процессов. Кроме того, подобные исследования представляют и самостоятельный интерес. Например, в работах [1, 2] исследовано самомодуляционное уширение спектра, а резонансной самофокусировке посвящены работы [3—6] и др.

В настоящей работе исследована самофокусировка и взаимное влияние двух интенсивных лазерных пучков, находящихся в двухфотонном резонансе с многоуровневыми атомами. Обычно задачи с двухфотонным резонансом рассматриваются в упрощенной модели трехуровневого атома. Например, в экспериментах на парах атомов калия осуществляется ситуация, когда две интенсивные волны резонансно взаимодействуют с шестиуровневой системой. Пусть одно из интенсивных полей (E_1) есть излучение лазера на красителе, частота которого резонансна с частотой перехода в атомах калия $4S_{1/2}-4P_{1/2}$ и $4P_{3/2}$, а частота излучения второго поля (E_2), например, рубинового лазера, при этом резонансна с переходом из состояний $4P_{1/2}$ и $4P_{3/2}$ в состояния $6S_{1/2}$, $4D_{3/2}$ и $4D_{5/2}$. Для простоты уровни обозначим соответственно цифрами 1, 2, $\cdots$, 6.

Как обычно, решая совместно укороченные уравнения Максвелла для двух волн с уравнениями Шредингера для шестиуровневого атома в поле этих волн, можно получить показатели преломления n_1 и n_2 для волн E_1 и E_2:

$$n_1 = 1 + \frac{4\pi N}{\hbar}\left[\frac{|d_{12}|^2}{\varepsilon_{12}} + \frac{|d_{13}|^2}{\varepsilon_{13}}\right] + \alpha|E_1|^2 + \beta|E_2|^2, \tag{1}$$

$$n_2 = 1 + \beta|E_1|^2. \tag{2}$$

Здесь

$$\alpha = -\frac{4\pi N}{\hbar^3}\left[\frac{|d_{12}|^2}{\varepsilon_{12}} + \frac{|d_{13}|^2}{\varepsilon_{13}}\right]\left[\frac{|d_{12}|^2}{\varepsilon_{12}^2} + \frac{|d_{13}|^2}{\varepsilon_{13}^2}\right], \tag{3}$$

$$\beta = \frac{2\pi N}{\hbar^3}\sum_{j=4}^{6}\frac{1}{\varepsilon_{1j}}\left|\frac{d_{12}d_{2j}}{\varepsilon_{12}} + \frac{d_{13}d_{3j}}{\varepsilon_{13}}\right|^2, \tag{4}$$

d_{ij} — матричные элементы дипольных моментов переходов из состояния i в состояние j, ε_{12} и ε_{13} — расстройки резонансов, $\varepsilon_{12} = \omega_{12} - \omega_1$, $\varepsilon_{13} = \omega_{13} - \omega_1$, ε_{1j} — расстройка суммарного резонанса, т. е. $\varepsilon_{1j} = \omega_{1j} - (\omega_1 + \omega_2)$ ($j = 4, 5, 6$), ω_{ij} — частота $i - j$-перехода, N — плотность атомов среды. Показатели преломления n_1 и n_2 выписаны в линейном по интенсивностям полей приближении.

При выключении поля E_2 формула (1) переходит в выражение для показателя преломления, полученное в работе [4] для линейно-поляризованного света. Из (1) видно, что линейная (не зависящая от интенсивностей полей) часть показателя преломления содержит множитель $(|d_{12}|^2/\varepsilon_{12} + |d_{13}|^2/\varepsilon_{13})$, который при определенной частоте ω_1 падающего излучения обращается в нуль, т. е. компенсируются вклады уровней 2 и 3 в линейную часть показателя преломления n_1. Нелинейные части показателей преломления (1) и (2) содержат множители типа $[|d_{12}|^2/\varepsilon_{12} + |d_{13}|^2/\varepsilon_{13}]$ и $[d_{12}d_{2j}/\varepsilon_{12} + d_{13}d_{3j}/\varepsilon_{13}]$. Компенсация вкладов всех уровней в нелинейные части n_1 и n_2 приводит к тому, что все нелинейные эффекты на этих частотах исчезают.

На рис. 1 представлен график нелинейной части показателя преломления n_1 в общем случае. Наличие двухфотонных резонансов при-

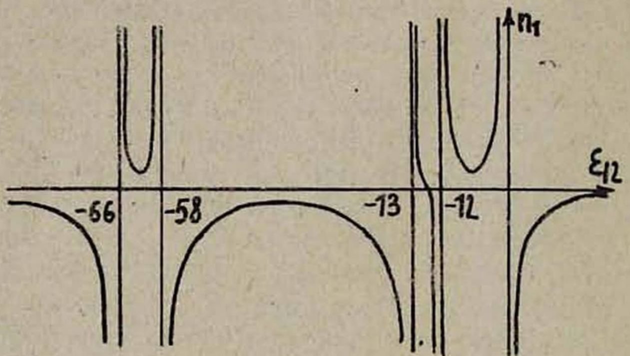

Рис. 1. Дисперсия нелинейной части показателя преломления n_1. По оси абсцисс отложена расстройка ε_{12} в $см^{-1}$, т. е. частота ω_1, отсчитанная от уровня $4P_{1/2}$. График представлен для соотношения интенсивностей $|E_2|^2/|E_1|^2 = 30$.

водит к резкому отличию графика от обычной картины при однофотонном резонансе (см. рис. 2). Аномальная дисперсия вблизи точек 0 и -58 $см^{-1}$ обусловлена резонансом с переходами 1—2 и 1—3, а вблизи точек -12 $см^{-1}$, -13 $см^{-1}$ и -66 $см^{-1}$ — двухфотонным резонансом с состояниями 4, 5 и 6 соответственно. Положение точки компенсации вкладов всех уровней в n_1 зависит от соотношения интенсивностей полей E_1 и E_2. Например, при $|E_2|^2/|E_1|^2 = 30$ она лежит на частоте $-12{,}8$ $см^{-1}$. В одном предельном случае, когда $|E_1|^2 \gg |E_2|^2$, это есть точка $-19{,}3$ $см^{-1}$ (см. рис. 2), и она уже не зависит от интенсивности $|E_1|^2$. В другом случае $|E_2|^2 \gg |E_1|^2$ дисперсионная кривая содержит две точки компенсации и ведет себя так же, как нелинейная часть n_2.

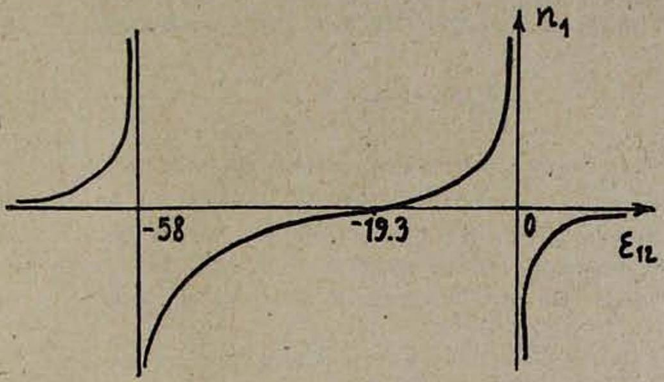

Рис. 2. График зависимости нелинейной части показателя преломления n_1 в трехуровневой системе с уровнями 1, 2 и 3 при однофотонном резонансе. Положение точки компенсации не зависит от интенсивности поля E_1.

Как видно из выражения (2), показатель преломления n_2 в линейном по интенсивностям полей приближении зависит только от интенсивности поля E_1. Дисперсионная кривая для n_2 представлена на рис. 3. Здесь следует отметить, что кроме аномалий, обусловленных

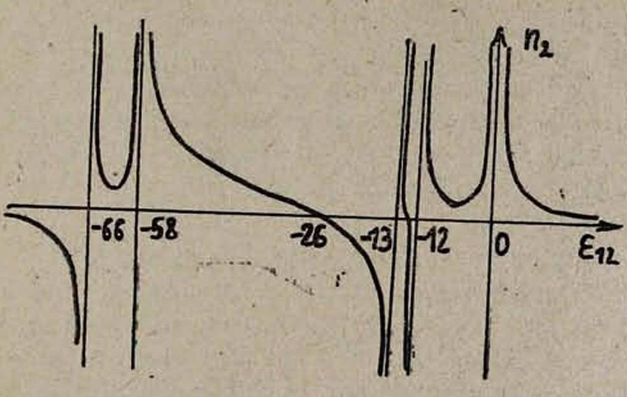

Рис. 3. Дисперсионная кривая нелинейной части показателя преломления $n_{2\,НЛ}$ волны E_2. Независимо от интенсивности волн E_1 и E_2 $n_{2\,НЛ}$ имеет две точки компенсации при $\varepsilon_{12} = -12{,}8$ $см^{-1}$ и $\varepsilon_{12} = -26$ $см^{-1}$.

одно- и двухфотонным резонансами, нелинейная часть n_2 имеет две точки компенсации при -26 $см^{-1}$ и $-12{,}9$ $см^{-1}$ независимо от интенсивностей полей E_1 и E_2.

Такие своеобразные дисперсионные кривые сильно влияют на эффекты самовоздействия, обусловленные наличием нелинейности у показателей преломления. В областях частот, где дисперсионные кривые лежат выше оси абсцисс, имеет место самофокусировка, ниже оси абсцисс — самодефокусировка волн. Уже из сопоставления графиков на рис. 1 и 2 следует, что влияние волны E_2 на поведение пучка E_1 довольно сильно.

Для детального анализа динамики самовоздействия введем безразмерные радиусы пучков, как это было сделано в [4, 7],

$$|E_i|^2 = |E_{i0}|^2 \frac{1}{f_i^2} e^{-r^2/f_i^2 r_{0i}^2}. \tag{5}$$

Здесь $|E_{i0}|^2$ — интенсивность i-ой волны на входе в среду, r — поперечная координата, f_i — безразмерный радиус, а r_{0i} — начальный радиус i-го пучка. В тех же приближениях, что и в [4, 7], получаем систему дифференциальных уравнений, определяющую изменения радиусов с расстоянием, пройденным волнами в среде:

$$\begin{aligned} \frac{1}{f_1}\frac{d^2 f_1}{dx^2} &= -\frac{\alpha}{|\beta|}\frac{1}{f_1^4} - (\operatorname{sign}\beta)\frac{|E_{20}|^2}{|E_{10}|^2}\frac{1}{f_2^4}, \\ \frac{1}{f_2}\frac{d^2 f_2}{dx^2} &= -(\operatorname{sign}\beta)\frac{1}{f_1^4}; \end{aligned} \tag{6}$$

дифференцирование ведется по безразмерному расстоянию $x = z/R_{\text{НЛ}}$, где $R_{\text{НЛ}} = r_0 \Big/ \sqrt{\frac{4\pi N}{\hbar}|\beta||E_{10}|^2}$.

Как уже отмечалось ранее, о поведении пучков, по крайней мере на небольшом расстоянии от входа в среду, можно судить по дисперсионным кривым (рис. 1 и 3). В областях частот от 0 до -12 $см^{-1}$, от $-12{,}8$ $см^{-1}$ до -13 $см^{-1}$ и от -58 $см^{-1}$ до -66 $см^{-1}$ обе волны фокусируются, причем взаимное влияние приводит к тому, что независимо от интенсивностей волн на входе они фокусируются в одной точке. Например, для $\varepsilon_{12} = -64$ $см^{-1}$ при $N \sim 10^{16}$ $ат/см^3$, $r_i = 1$ *мм* и при интенсивностях волн $|E_{10}|^2 \sim 1$ *мгвт* и $|E_2|^2 \sim 30$ *мгвт* имеем $z_{\text{фок}} = 10$ *см*.

Дефокусировка происходит по-разному, так как с расстоянием из-за уменьшения интенсивностей уменьшается и взаимное влияние волн. Например, при $\varepsilon_{12} = -19$ $см^{-1}$ (при тех же прочих условиях, что и для случая $\varepsilon_{12} = -64$ $см^{-1}$) интенсивность E_1 падает в 4 раза на расстоянии в 10 *см*, а для волны E_2 уменьшается в 0,93 раза лишь на расстоянии 36 *см*.

Наиболее интересными представляются области, где пучки волн E_1 и E_2 ведут себя по-разному, а именно, в областях положительных расстроек $\varepsilon_{12} > 0$ и от -26 $см^{-1}$ до -58 $см^{-1}$. На рис. 4 представлен график зависимости безразмерных радиусов f_1 и f_2 от x. Сначала, как и полагается по дисперсионным кривым, пучок E_1 дефокусируется, тогда E_2 начинает фокусироваться: но затем, как только интенсивность E_1 становится настолько малой, что член с E_2 превалирует — E_1 начинает фокусироваться. Далее будут осцилляции, ибо как только в результате фокусировки член с E_1 начинает возрастать, f_1 снова будет уменьшаться и т. д. Но из-за увеличения интенсивности E_2 амплитуда и период этих осцилляций будут уменьшаться. При тех же условиях, что и в случаях $\varepsilon_{12} = -64$ *см*$^{-1}$ и $\varepsilon_{12} = -19$ *см*$^{-1}$, точка $x = 1{,}6$ на графике рис. 4 соответствует расстоянию в 13 *см*. Вол-

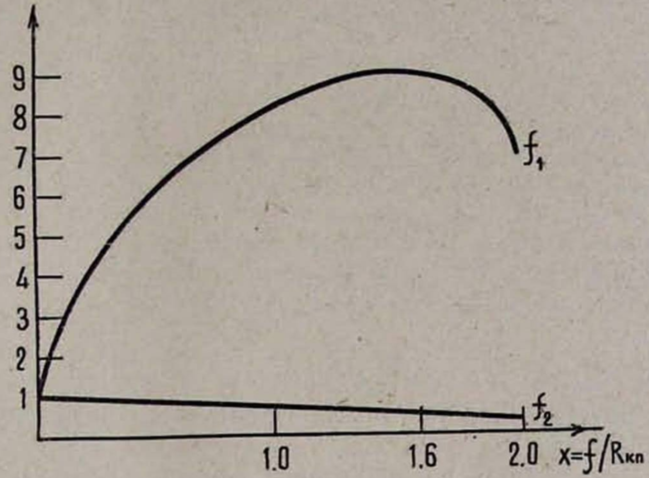

Рис. 4. Поведение безразмерных радиусов f_1 и f_2 пучков волн E_1 и E_2. Сначала волна E_1 дефокусируется, затем после $x = 1{,}6$ начинает фокусироваться. График приведен для случая $\varepsilon_{12} = -27$ *см*$^{-1}$.

на E_2 фокусируется слабо. Так, ее интенсивность увеличивается лишь[6] в 1,03 раза на расстоянии в 20 *см*.

Представляет еще интерес случай, когда интенсивность поля E_2 много меньше интенсивности поля E_1; тогда система уравнений (6) принимает вид:

$$\begin{cases} \dfrac{1}{f_1}\dfrac{d^2 f_1}{dx^2} = -\dfrac{\operatorname{sign}\beta}{f_2^4}, \\ \dfrac{1}{f_2}\dfrac{d^2 f_2}{dx^2} = 0; \end{cases} \tag{7}$$

как и прежде, $x = z/R_{\text{НЛ}}$, но $R_{\text{НЛ}} = r_0 \Big/ \sqrt{\dfrac{4\pi N}{\hbar}|\beta|\,|E_{20}|^2}$. Волна E_2 распространяется без нелинейностей, а уравнение для f_1 (с учетом начальных условий $f_{0i} = 1$) имеет аналитические решения: при $\beta > 0$

$$f_1 = \cos x, \tag{8}$$

а при $\beta < 0$

$$f_1 = \operatorname{ch} x. \tag{9}$$

Мы уже говорили, что дисперсионные кривые для этого случая похожи на кривые рис. 3. Из (8) следует, что E_1 есть осциллирующая функция от расстояния в областях, где $n_{1\,\text{НЛ}} > 0$ (см. рис. 3, где вместо $n_{2\,\text{НЛ}}$ следует подразумевать $n_{1\,\text{НЛ}}$), а где $n_{1\,\text{НЛ}} < 0$, волна E_1 дефокусируется согласно формуле (9). Первый фокус волны E_1, например, для $\varepsilon_{12} = -33 см^{-1}$ находится на расстоянии 2,3 *см* при $N \sim 10^{16}$ *ат/см*^{3} и мощности волны $E_2 \sim 30$ *мгвт*.

В заключение авторы выражают благодарность проф. В. М. Арутюняну за обсуждение результатов работы.

Ереванский государственный университет

Поступила 16.V.1976

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. М. Арутюнян* и др. ЖЭТФ, 58, 37 (1970).
2. *В. М. Арутюнян и др.* ДАН АрмССР, 49, 28 (1969).
3. *D. Grischkowsky*. Phys. Rev. Lett., 24, 866 (1970).
4. *А. М. Хачатрян, Н. В. Шахназарян*. ЖЭТФ, 67, 54 (1974).
5. *С. А. Ахманов* и др. Письма ЖЭТФ, 15, 186 (1972).
6. *С. А. Бахрамов* и др. Письма ЖЭТФ, 21, 229 (1975).
7. *С. А. Ахманов, А. П. Сухоруков, Р. В. Хохлов*. ЖЭТФ, 50, 1538 (1966).

ԲԱԶՄԱՄԱԿԱՐԴԱԿ ԱՏՈՄՆԵՐԻ ՍԻՍՏԵՄՈՒՄ ՓՈԽԱԶԴՈՂ ԵՐԿՈՒ ԻՆՏԵՆՍԻՎ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ԻՆՔՆԱՖՈԿՈՒՍԱՑՈՒՄԸ

Ս. Վ. ՊԱՏՈՒՐՅԱՆ, Ն. Վ. ՇԱՀՆԱԶԱՐՅԱՆ

Տեսականորեն հետազոտված է երկու ինտենսիվ մոնոքրոմատիկ ալիքների անցումը վեց մակարդակ ունեցող ատոմների սիստեմում։ Ստացված են այդ ալիքների դիսպերսիայի օրենքները։ Դիտարկված է ինչպես ալիքների փոխադարձ ազդեցությունը, որը առաջանում է միջավայրով անցնելիս, այնպես և ինքնազդեցության էֆեկտները, որոնք կապված են բեկման ցուցիչի ոչ գծայնության հետ։ Ինքնազդեցության դինամիկայի մանրամասն հետազոտելու նպատակով կատարված է փնջերի անչափողական տրամագծերի համար գրված հավասարումների թվային անալիզ։

SELF-FOCUSING AT THE INTERACTION OF TWO INTENSIVE WAVES IN THE SYSTEM OF MULTILEVEL ATOMS

S. V. PATURYAN, N. V. SHAKHNAZARYAN

The propagation ot two monochromatic intensive waves in a six level medium is theoretically investigated. The laws of dispersion for these waves is found. The mutual influence of waves and the effects of self-influegce due to the non-linearity of the refractiee index are considered. To investigate the dynamics of the self-influence in detail, the numerical analysis of the equations for dimensionless diameters of pulses was carriel out.