PACS 42.65.Hw

Четырёхволновые взаимодействия в активной XeCl-плазме

Ю.К.Верёвкин, Э.Я.Дауме, В.Н.Петряков

Решена задача четырёхволнового взаимодействия излучения в трёхуровневой среде, когда нижний рабочий уровень является разлётным. Такая ситуация характерна для УФ-активных эксимерных молекул. Проведено сравнение решения этой задачи с результатами, полученными для двухуровневой модели. Экспериментально измерен коэффициент отражения в сопряжённую волну в зависимости от коэффициента усиления слабого сигнала в активной эксимерной XeCl-плазме. Отмечено влияние четырёхволнового взаимодействия на характеристики оптических усилителей и задающих генераторов в режиме работы с узкополосным излучением.

Ключевые слова: *трёхуровневая модель, невырожденное взаимодействие встречных волн, эффективность отражения пробного излучения.*

1. Введение

Четырёхволновые взаимодействия в резонансных средах представляют интерес для спектроскопии и оптимизации мощных лазерных систем [1 – 6]. Для целей спектроскопии достаточно решить эту задачу в приближении разложения поляризации на частоте сильных волн по степеням насыщающего поля, при этом разность населённостей должна мало отличаться от равновесного значения [1, 2]. Для оптимизации же лазерных систем необходимо максимально точно решить задачу о влиянии амплитуды сильных волн на характер насыщения резонансной среды [7]. Задачи взаимодействия волн в первом случае решены как для двухуровневой, так и для многоуровневой модели. Следует отметить, что во многих работах и в спектроскопических задачах сильные поля точно учтены при решении в первом порядке по слабому полю. При таком подходе выявлен ряд интересных эффектов, зависящих от коэффициента взаимодействия волн, их частот и интенсивностей (уширение и появление нескольких максимумов) [8, 9].

Во втором случае теоретически рассмотрены вырожденное и невырожденное четырёхволновые взаимодействия в двухуровневой резонансной среде [3, 4, 6, 7], при этом частоты двух (сильных) волн предполагаются равными (ω_1). При невырожденном взаимодействии задаются также частота (ω_3), амплитуда и направление распространения третьей (слабой) волны и исследуются условия появления четвёртой волны с частотой $\omega_4 = 2\omega_1 - \omega_3$. Однако для УФ-активных эксимерных молекул (XeF, XeCl и др.) нижнее рабочее состояние является разлётным или слабосвязанным [10], поэтому интересно выяснить влияние такой особенности на четырёхволновые взаимодействия. Простейшее описание указанной особенности может быть дано в рамках трехуровневой модели.

Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: verevkin@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 4 апреля 2002 г.

Теоретическое рассмотрение в настоящей работе представляет собой развитие задачи четырёхволнового взаимодействия для случая трёхуровневой среды с учётом изменения амплитуд сильных волн.

2. Особенности трёхуровневой модели четырёхволновых взаимодействий

Схема уровней и релаксационных процессов, рассмотренная в данной работе, показана на рис.1. Здесь уровни 2 и 3 соответствуют активному резонансному переходу, на котором действуют все изучаемые волны, уровень 1 – основному состоянию, параметры w_{23} и w_{32} характеризуют релаксацию населённостей рабочего перехода, w_{13} определяет разлётный характер нижнего рабочего уровня, w_{21} моделирует действие различных факторов [11], приводящих к возбуждению верхнего уровня. Уравнения, описывающие взаимодействия волн с такой атомной системой, можно представить в виде (см., напр., [12])

$$\left(\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} - \mathrm{i}\omega_{23}\right)\rho_{32} = -\gamma_{32}\rho_{32} + \frac{V_{32}}{\mathrm{i}\hbar}\varDelta,$$

$$\frac{\mathrm{d}\rho_{23}}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}\rho_{32}^*}{\mathrm{d}t},$$

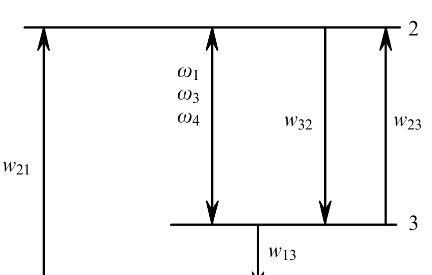

Рис.1. Трёхуровневая схема среды, принятая в настоящей работе для описания четырёхволнового взаимодействия.

$$\frac{\mathrm{d}\Delta}{\mathrm{d}t} = -W_1\big(\rho_{22} - \rho_{22}^{(0)}\big) - W_1^{(1)}\big(\Delta - \Delta^{(0)}\big) + \frac{2}{\mathrm{i}\hbar}(V_{23}\rho_{32} - \rho_{23}V_{32}), \quad (1)$$

$$\frac{\mathrm{d}\rho_{22}}{\mathrm{d}t} = -W_2\big(\rho_{22} - \rho_{22}^{(0)}\big) - W_1^{(1)}\big(\Delta - \Delta^{(0)}\big) + \frac{1}{\mathrm{i}\hbar}(V_{23}\rho_{32} - \rho_{23}V_{32}),$$

где ρ_{mn} – элементы матрицы плотности; $\Delta = \rho_{22} - \rho_{33}$; $\rho_{22}^{(0)}$, $\Delta^{(0)}$ – стационарные (в отсутствие внешних полей) значения соответствующих величин; $V_{23} = V_{32}^* = -\mu_{23}\times [E_1 \exp(-\mathrm{i}\omega_1 t) + E_3 \exp(-\mathrm{i}\omega_3 t)]$ – матричные элементы оператора взаимодействия в приближении вращающейся волны; $E_1 = A_1 \exp(\mathrm{i}\boldsymbol{k}_1\boldsymbol{r} + \mathrm{i}\varphi_1) + A_2 \exp(\mathrm{i}\boldsymbol{k}_2\boldsymbol{r} + \mathrm{i}\varphi_2)$ – комплексная амплитуда сильного поля, образованного встречными волнами на частоте ω_1; $E_3 = A_3 \exp(\mathrm{i}\boldsymbol{k}_3\boldsymbol{r})$ – комплексная амплитуда слабой волны на частоте ω_3; μ_{23} – матричный элемент дипольного оператора для уровней 2 и 3; $W_1 = -w_{13} + 2(w_{21} - w_{23} + w_{32})$; $W_1^{(1)} = w_{13} - w_{21} + 2w_{23}$; $W_2 = 2w_{21} - w_{23} + w_{32}$; $W_2^{(1)} = -w_{21} + w_{23}$; w_{mn} – феноменологические коэффициенты, определяющие скорость перехода из состояния n в состояние m в отсутствие внешних полей; γ_{32} – постоянная затухания недиагональных матричных элементов уровней 3 и 2. Частоты рассматриваемых полей ω_1 и ω_3 находятся вблизи резонанса перехода $2 \leftrightarrow 3$.

Решение системы уравнений (1) для стационарного режима в линейном приближении по слабому полю показывает, что при задании сильных встречных волн с частотой ω_1 и слабой волны с частотой ω_3 в среде возникает слабая волна с частотой $\omega_4 = 2\omega_1 - \omega_3$. И наоборот, при наличии волны на частоте ω_4 возникает волна на частоте $\omega_3 = 2\omega_1 - \omega_4$.

Система алгебраических уравнений, определяющих компоненты элементов матрицы плотности на упомянутых частотах, записывается в следующем виде:

$$\begin{aligned}
&\hbar(\omega_3 - \omega_{23} + \mathrm{i}\gamma_{32})\rho_{23}^{(1)}(\omega_3) - \mu_{23}E_1\Delta^{(1)}(\omega_3 - \omega_1) \\
&\quad = \mu_{23}E_3\Delta^{(0)}(0), \\
&\hbar(\omega_3 - 2\omega_1 + \omega_{23} + \mathrm{i}\gamma_{32})\rho_{32}^{(1)}(\omega_3 - 2\omega_1) \\
&\quad + \mu_{32}E_1^*\Delta^{(1)}(\omega_3 - \omega_1) = 0, \qquad (2)\\
&2\mu_{23}E_1\rho_{32}^{(1)}(\omega_3 - 2\omega_1) - 2\mu_{32}E_1^*\rho_{23}^{(1)}(\omega_3) \\
&\quad + \hbar[\omega_3 - \omega_1 + \mathrm{i}W_1\Phi_1(\omega_3 - \omega_1) + \mathrm{i}W_1^{(1)}]\Delta^{(1)}(\omega_3 - \omega_1) \\
&\quad = -2\mu_{23}E_3\rho_{32}^{(0)}(-\omega_1),
\end{aligned}$$

где

$$\rho_{32}^{(0)}(-\omega_1) = \rho_{23}^{(0)*}(\omega_1) = \frac{\hbar^{-1}\mu_{32}E_1^*\Delta^{(0)}(0)}{\omega_1 - \omega_{23} - \mathrm{i}\gamma_{32}};$$

$$\Phi_1(\omega_3 - \omega_1) = \frac{\omega_3 - \omega_1 + \mathrm{i}\big(W_1^{(1)} - 2W_2^{(1)}\big)}{2(\omega_3 - \omega_1) - \mathrm{i}(W_1 - 2W_2)};$$

$$\Delta^{(0)}(0) = \frac{[1 + (\omega_1 - \omega_{23})^2\gamma_{32}^{-2}]\Delta^{(0)}}{1 + (\omega_1 - \omega_{23})^2\gamma_{32}^{-2} + 4\hbar^{-2}\gamma_{32}^{-1}\Phi^{-1}|\mu_{32}|^2|E_1|^2}$$

– стационарное значение Δ с учётом насыщения при действии волны E_1 ($E_3 = 0$);

$$\Phi = 2\,\frac{W_1W_2^{(1)} - W_1^{(1)}W_2}{W_1 - 2W_2};$$

$\Delta^{(1)}(\omega_3 - \omega_1)$ – частотная составляющая разности населенностей. Из системы уравнений (2) находятся частотные составляющие элементов ρ_{23} и ρ_{32} на частотах ω_3 и $2\omega_1 - \omega_3$ соответственно:

$$\begin{aligned}
&\rho_{23}^{(1)}(\omega_3) = \frac{\mu_{23}E_3\Delta^{(0)}(0)}{\hbar D(\omega_3)} \\
&\times\Bigg[\big\{\omega_3 - \omega_1 + \mathrm{i}\big[W_1\Phi_1(\omega_3 - \omega_1) + W_1^{(1)}\big]\big\} \\
&\times(\omega_3 - 2\omega_1 + \omega_{23} + \mathrm{i}\gamma_{32}) - \frac{2\hbar^{-2}|\mu_{32}|^2|E_1|^2(\omega_3 - \omega_1)}{\omega_1 - \omega_{23} - \mathrm{i}\gamma_{32}}\Bigg], \qquad (3)\\
&\rho_{32}^{(1)}(\omega_3 - 2\omega_1) = \frac{2\mu_{32}|\mu_{32}|^2E_1^{*2}E_3\Delta^{(0)}(0)}{\hbar^3D(\omega_3)} \\
&\quad\times\frac{\omega_3 - \omega_1 + 2\mathrm{i}\gamma_{32}}{\omega_1 - \omega_{23} - \mathrm{i}\gamma_{32}},
\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
&D(\omega_3) = \big\{\omega_3 - \omega_1 + \mathrm{i}\big[W_1\Phi_1(\omega_3 - \omega_1) + W_1^{(1)}\big]\big\} \\
&\times(\omega_3 - \omega_{23} + \mathrm{i}\gamma_{32})(\omega_3 - 2\omega_1 + \omega_{23} + \mathrm{i}\gamma_{32}) \\
&- 4\hbar^{-2}|\mu_{32}|^2|E_1|^2(\omega_3 - \omega_1 + \mathrm{i}\gamma_{32}).
\end{aligned}$$

Найденные величины $\rho_{23}^{(1)}(\omega_3)$ и $\rho_{32}^{(1)}(\omega_3 - 2\omega_1)$ позволяют определить поляризации на частотах ω_3 и ω_4, которые являются источниками возбуждения соответствующих волн. Выражения (3) сходны с формулами (8) работы [9]. Переход к двухуровневой схеме в полученных соотношениях можно осуществить, устремив w_{13} к нулю. При этом величины Φ и $W_1\Phi_1(\omega_3 - \omega_1) + W_1^{(1)}$ переходят в сумму $w_{23} + w_{32}$.

Остановимся на сравнительном анализе спектральных и нелинейно-оптических различий поведения матричного элемента $\rho_{32}(\omega_3 - 2\omega_1)$ в случае невырожденного по частоте ($\omega_1 \neq \omega_3$) четырёхволнового взаимодействия для двухуровневой и трёхуровневой моделей. Характеристики четвёртой волны на частоте $\omega_4 = 2\omega_1 - \omega_3$ определяются, в частности, матричным элементом ρ_{32}. Рассмотрим случай точного резонанса $\omega_1 = \omega_{23}$ при условии $T_2 = \gamma_{32}^{-1} \ll w_{32}^{-1}, w_{23}^{-1}, w_{21}^{-1}$, реализующийся для активных переходов эксимерных молекул. Тогда в выражении для $|\rho_{32}^{(1)}(\omega_3 - 2\omega_1)|$ можно выделить быстрые и медленные множители, зависящие от частоты ω_3, и заменить медленные множители на их значения в максимуме полосы перехода. Это позволяет найти аналитическое выражение для ширины спектра эффективного четырёхволнового взаимодействия $\Delta\omega_{0.5}$. Учитывая, что для двухуровневой модели $w_{13} \ll w_{32}, w_{23}, w_{21}$, получаем

$$\Delta\omega_{0.5} = 2\sqrt{3}(w_{23} + w_{32})\big(1 + I^{(1)}\big),$$

где

$$I^{(1)} = \frac{4|\mu_{32}|^2|E_1|^2}{\hbar^2\gamma_{32}(w_{23} + w_{32})}.$$

Для $w_{13} \gg w_{32}, w_{23}, w_{21}$ имеем

$$\Delta\omega_{0.5} = 2\sqrt{3}(w_{21} + w_{32})\big(1 + I^{(11)}\big),$$

где

$$I^{(11)} = \frac{2|\mu_{32}|^2|E_1|^2}{\hbar^2\gamma_{32}(w_{21} + w_{32})}.$$

Обычно $w_{21} < w_{32} \approx w_{23}$, поэтому ширина полосы взаимодействия в трёхуровневой модели меньше, чем в двухуровневой (при $I^{(1)} \approx I^{(11)}$). Вид спектральной зависимости $|\rho_{32}^{(1)}(\omega_3 - 2\omega_1)|$ для некоторых соотношений параметров переходов показан на рис.2. Кривая *1* соответствует практически двухуровневой модели, когда w_{13} много меньше других вероятностей переходов в системе. Кривые *2–4* характеризуют трёхуровневую модель (w_{13} велико по сравнению с другими вероятностями переходов). Ширина полосы взаимодействия для кривой *2* примерно в два раза меньше, чем в двухуровневой модели. При увеличении w_{21} ширина полосы взаимодействия увеличивается в соответствии с приближённой формулой, приведённой выше.

Наличие третьего уровня влияет также на интенсивность насыщения, которую можно определить из формул (2):

$$I_{\text{sat}} = \frac{c}{4\pi}\,\frac{\hbar^2\gamma_{32}\Phi}{4|\mu_{32}|^2}.$$

Для двухуровневой модели (при $w_{13} \to 0$)

$$I_{\text{sat}} = \frac{c}{4\pi}\,\frac{\hbar^2\gamma_{32}(w_{23} + w_{32})}{4|\mu_{32}|^2},$$

а для трёхуровневой (при $w_{13} \geqslant 1/T_2$) –

$$I_{\text{sat}} = \frac{c}{4\pi}\,\frac{\hbar^2\gamma_{32}(w_{21} + w_{32})}{2|\mu_{32}|^2}.$$

При $w_{23} \simeq w_{32} \simeq w_{12}$ эти интенсивности насыщения различаются примерно вдвое, если же $w_{21} \ll w_{32}$ и $w_{23} \approx w_{32}$, то они примерно одинаковы для обеих моделей.

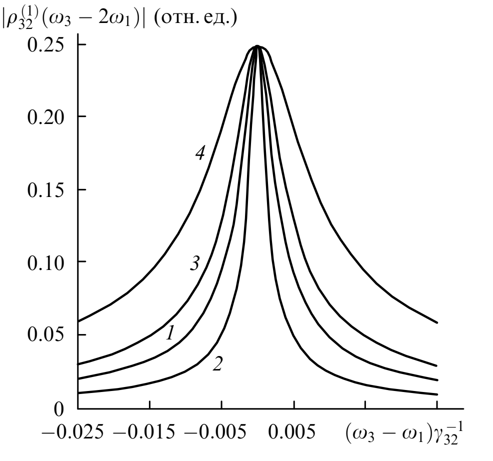

Рис.2. Спектральные зависимости $|\rho_{32}^{(1)}(\omega_3 - 2\omega_1)|$ в практически двухуровневой модели при $w_{13} = 2 \times 10^{2.5}$ с$^{-1}$, $w_{21} = 10^7$ с$^{-1}$ (*1*) и трёхуровневой модели при $w_{13} = 2 \times 10^{12}$ с$^{-1}$, $w_{21} = 10^7$ (*2*), 10^9 (*3*) и $10^{9.4}$ с$^{-1}$ (*4*) для $w_{32} = w_{23} = 0.5 \times 10^9$ с$^{-1}$, $\gamma_{32} = 10^{12}$ с$^{-1}$, $\omega_1 = \omega_{23}$, $I/I_{\text{sat}} = 1$.

3. Невырожденное четырёхволновое ваимодействие в среде с большим коэффициентом усиления (поглощения)

Коэффициент усиления слабого сигнала в активной XeCl-плазме обычно составляет $\sim e^6 - e^{15}$ за один проход по усилителю. Это означает, что при рассмотрении четырёхволновых взаимодействий в такой среде необходимо учитывать изменение амплитуд сильных волн вдоль среды.

Результаты, полученные выше, позволяют написать уравнения для комплексных амплитуд слабых волн E_3 и E_4 и при этом учесть изменение амплитуд и фаз сильных волн. Следуя [9], получаем укороченные уравнения для слабых волн $E_j = A_j \exp(\mathrm{i}\boldsymbol{k}_j \boldsymbol{r})$ ($j = 3, 4$):

$$\mathrm{i}k_{3z}\frac{\mathrm{d}A_3}{\mathrm{d}z} = 2\,\frac{\alpha_3 N(\omega_3) + \alpha_3' A_1 A_2}{D'(\omega_3)}\,A_3$$

$$+\,k_3^{(0)}\,\frac{2(A_1 - A_2)^2 N(\omega_3) - (A_1^2 + A_2^2)}{D'(\omega_3)}\,A_4^*\exp(\mathrm{i}\Delta k_z z), \quad (4)$$

$$-\mathrm{i}k_{4z}\frac{\mathrm{d}A_4^*}{\mathrm{d}z} = 2\,\frac{\alpha_4^* N^*(\omega_4) + \alpha_4'^* A_1 A_2}{D'^*(\omega_4)}\,A_4^*$$

$$+\,k_4^{(0)*}\,\frac{2(A_1 - A_2)^2 N^*(\omega_4) - (A_1^2 + A_2^2)}{D'^*(\omega_4)}\,A_3\exp(-\mathrm{i}\Delta k_z z). \quad (5)$$

В уравнениях (4) и (5) введены следующие обозначения:

$$D'(\omega_3) = \gamma_3\delta\left(1 + \frac{4\Omega_0^2 A_1 A_2}{\delta}\right)^{1/2}\left(1 + \frac{4\xi_3\Omega_0^2 A_1 A_2}{\gamma_3}\right)^{1/2}$$

$$\times\left[\left(1 + \frac{4\Omega_0^2 A_1 A_2}{\delta}\right)^{1/2} + \left(1 + \frac{4\xi_3\Omega_0^2 A_1 A_2}{\gamma_3}\right)^{1/2}\right];$$

$$N(\omega_3) = \left[\xi_3\delta\Omega_0^2 A_1 A_2\left(1 + \frac{4\Omega_0^2 A_1 A_2}{\delta}\right)^{1/2}\right.$$

$$\left.-\,\gamma_3\Omega_0^2 A_1 A_2\left(1 + \frac{4\xi_3\Omega_0^2 A_1 A_2}{\gamma_3}\right)^{1/2}\right]$$

$$\times\left\{\gamma_3\delta\left[\left(1 + \frac{4\xi_3\Omega_0^2 A_1 A_2}{\gamma_3}\right)^{1/2} - \left(1 + \frac{4\Omega_0^2 A_1 A_2}{\delta}\right)^{1/2}\right]\right\}^{-1};$$

$$\delta = 1 + (\omega_1 - \omega_{23})^2\gamma_{32}^{-2} + \Omega_0^2(A_1 - A_2)^2;$$

$$\Omega_0^2 = 4\hbar^{-2}|\mu_{32}|^2\Phi^{-1}\gamma_{32}^{-1};$$

$$\gamma_3 = \left\{(\omega_3 - \omega_1)\left[W_1\Phi_1(\omega_3 - \omega_1) + W_1^{(1)}\right]^{-1} + \mathrm{i}\right\}$$

$$\times\left[(\omega_3 - \omega_{23})\gamma_{32}^{-1} + \mathrm{i}\right]\left[(\omega_3 - 2\omega_1 + \omega_{23})\gamma_{32}^{-1} + \mathrm{i}\right]$$

$$+\,\xi_3\Omega_0^2(A_1 - A_2)^2;$$

$$\xi_3 = -\Phi\left[W_1\Phi_1(\omega_3 - \omega_1) + W_1^{(1)}\right]^{-1}\left[(\omega_3 - \omega_1)\gamma_{32}^{-1} + \mathrm{i}\right];$$

$$\alpha_3 = 2\alpha_{03}k_3\gamma_{32}^{-1}\left[W_1\Phi_1(\omega_3 - \omega_1) + W_1^{(1)}\right]^{-1}$$

$$\times\left[1 + (\omega_1 - \omega_{23})^2\gamma_{32}^{-2}\right]\left\{\omega_3 - \omega_1 + \mathrm{i}\left[W_1\Phi_1(\omega_3 - \omega_1) + W_1^{(1)}\right]\right\}\times$$

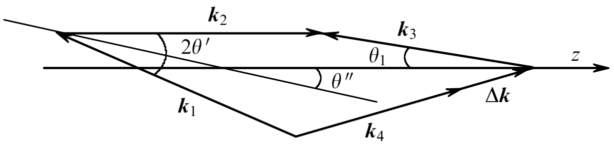

Рис.3. Расположение волновых векторов взаимодействующих волн; $|\boldsymbol{k}_1| = |\boldsymbol{k}_2|$.

$$\times(\omega_3 - 2\omega_1 + \omega_{23} + \mathrm{i}\gamma_{32}) + \alpha_3'(A_1 - A_2)^2;$$

$$\alpha_{03} = -2\pi\hbar^{-1}k_3N_0|\mu_{32}|^2\gamma_{32}^{-1}\varDelta^{(0)};$$

$$\alpha_3' = -4\alpha_{03}k_3\hbar^{-2}|\mu_{32}|^2\gamma_{32}^{-1}\left[W_1\varPhi_1(\omega_3 - \omega_1) + W_1^{(1)}\right]^{-1}$$

$$\times\left[1 + (\omega_1 - \omega_{23})^2\gamma_{32}^{-2}\right](\omega_3 - \omega_1)(\omega_1 - \omega_{23} - \mathrm{i}\gamma_{32})^{-1};$$

$$k_3^{(0)} = -4\alpha_{03}k_3\hbar^{-2}|\mu_{32}|^2\gamma_{32}^{-1}\left[W_1\varPhi_1(\omega_3 - \omega_1) + W_1^{(1)}\right]^{-1}$$

$$\times[1 + (\omega_1 - \omega_{23})^2\gamma_{32}^{-2}](\omega_3 - \omega_1 + 2\mathrm{i}\gamma_{32})$$

$$\times(\omega_1 - \omega_{23} + \mathrm{i}\gamma_{32})^{-1}\exp(\mathrm{i}\varphi_1 + \mathrm{i}\varphi_2);$$

Δk_z – z-компонента вектора рассогласования $\Delta\boldsymbol{k} = \boldsymbol{k}_1 + \boldsymbol{k}_2 - \boldsymbol{k}_3 - \boldsymbol{k}_4$; N_0 – плотность атомов. Выражения для коэффициентов α_4^*, $\alpha_4'^*$, $k_4^{(0)*}$ и функций $D'^*(\omega_4)$, $N^*(\omega_4)$ получаются при замене в формулах для соответствующих коэффициентов и функций индекса 3 на 4 и взятии комплексно-сопряжённых величин. Все коэффициенты в (4), (5) для вырожденного режима ($\omega_3 = \omega_1$) не меняются в зависимости от того, какая модель атома (двухуровневая или трёхуровневая) принята. Различаются лишь выражения для интенсивностей насыщения. Распределение амплитуд сильных волн вдоль направления их распространения ($A_1(z)$, $A_2(z)$) находилось из решения задачи усиления двух встречных волн в активной среде.

Геометрия расположения волновых векторов взаимодействующих волн показана на рис.3. Все углы считаются малыми, чтобы электромагнитное поле можно было описать одномерным волновым уравнением. Для z-компоненты вектора рассогласования можно записать приближённую формулу

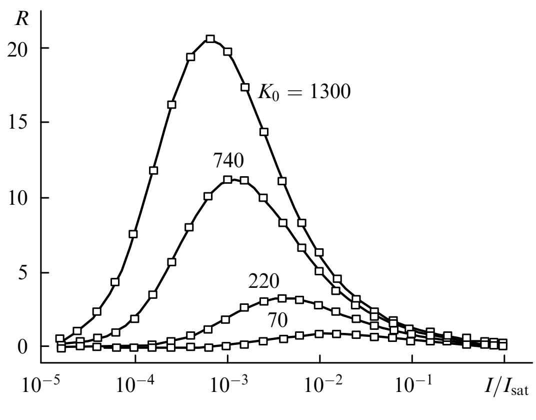

Рис.4. Зависимости коэффициента отражения в сопряжённую волну R от интенсивности сильных волн на входе в активную среду для различных коэффициентов усиления (по интенсивности) слабого сигнала при $\omega_3 = \omega_1 = \omega_{23}$.

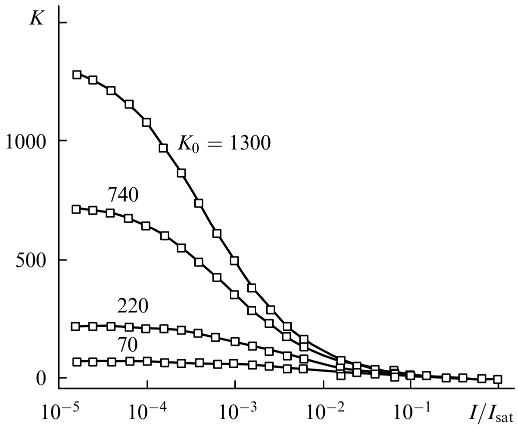

Рис.5. Зависимости коэффициента усиления (по интенсивности) встречных волн K от их интенсивности на входе в среду для различных коэффициентов усиления слабого сигнала при $\omega_1 = \omega_{23}$.

$$\Delta k_z \simeq 2[|\boldsymbol{k}_3| - |\boldsymbol{k}_1| + |\boldsymbol{k}_3|\theta'(\theta'' + \theta' - \theta_1)]. \qquad (6)$$

В уравнениях (4), (5) в соответствии с рис.3 компоненты волнового вектора $k_{3z} < 0$ и $k_{4z} > 0$.

Одним из интересных параметров, который может быть найден из решения уравнений (4) и (5), является коэффициент отражения $R = |A_3(0)/A_4^*(0)|^2$ при условии, что амплитуда A_3 равна нулю на выходе из активной среды ($A_3(L) = 0$, где L – длина активной среды). На рис.4 показаны зависимости R от интенсивности сильных волн на входе в активную среду для различных коэффициентов усиления (по интенсивности) слабого сигнала K_0. При использовании теории, не учитывающей изменения сильных волн при распространении в активной среде (см. формулу (20) в [7]), коэффициент R стремится к бесконечности уже при $K_0 \sim \mathrm{e}^{6.7}$, а при учёте этого изменения максимальное значение R составляет ~ 20. Отметим также, что в первом случае при $K_0 \sim \mathrm{e}^8$ зависимость R от нормированной интенсивности имеет две точки обращения в бесконечность – при $I/I_{\mathrm{sat}} \sim 0.1$ и ~ 1, тогда как во втором случае коэффициент R имеет только один максимум – при $I/I_{\mathrm{sat}} \leqslant 10^{-3}$. Такие различия двух моделей становятся понятны, если обратить внимание на зависимость коэффициента усиления встречных волн K от их интенсивности на входе в активную среду (рис.5). В приближении, используемом в [7], предполагается, что коэффициент усиления не зависит от интенсивности волн на входе, однако из рис.5 видно, что для оптимальных интенсивностей сильных волн их коэффициент усиления изменяется в десятки раз. Эффект насыщения усиления и приводит к существенному уменьшению коэффициента отражения R.

4. Экспериментальная установка и измерения коэффициента отражения

Схема экспериментальной установки для исследования четырёхволнового взаимодействия в активной XeCl-плазме показана на рис.6. Применяется стандартная оптическая схема для измерения интенсивностей двух сильных (I_1 и I_2), зондирующей (I_4) и отражённой (I_3) волн. Особенность схемы заключается в том, что для измерения коэффициента усиления слабого сигнала использовалось спонтанное излучение на рабочем переходе, интенсивность которого регистрировалась фотопри-

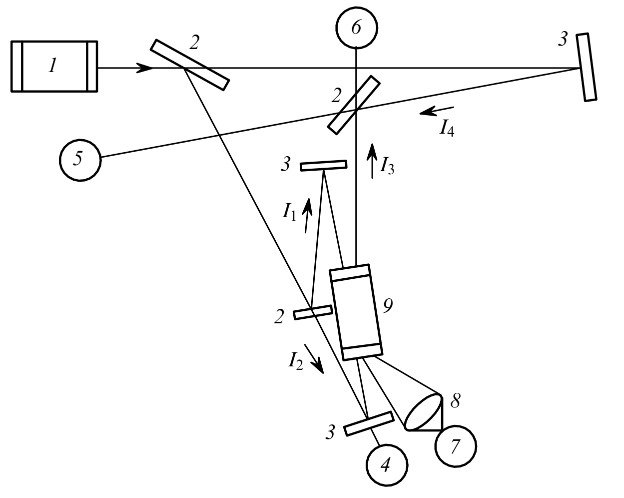

Рис.6. Схема экспериментальной установки:
1 – узкополосный задающий генератор; *2* – диэлектрические зеркала с коэффициентом отражения $r = 50\,\%$; *3* – диэлектрические зеркала с $r = 98\,\%$; *4–7* – фотоприёмники; *8* – фокусирующая линза; *9* – исследуемая активная среда.

емником *7* под небольшим ($\sim 1^\circ$) углом к оси усилителя. Предварительно была установлена корреляция между интенсивностью спонтанного излучения и коэффициентом усиления слабого сигнала при использовании одной волны зондирующего излучения. Коэффициент усиления в экспериментах изменялся от 50 до 600 за счёт изменения высоковольтного напряжения на накопительных конденсаторах и взаимной синхронизации источника зондирующего излучения с плазменным разрядом в исследуемом усилителе.

В качестве источника зондирующего излучения применялся двухкаскадный XeCl-лазер с дифракционной расходимостью, длительностью импульсов ~ 10 нс, шириной спектра ~ 0.03 см$^{-1}$ и энергией в импульсе до 10 мДж. Интенсивность сильных волн обычно составляла около 1 % от интенсивности насыщения, а интенсивность пробной волны была на порядок меньше. Минимальная интенсивность зондирующих волн определялась чувствительностью регистрирующей аппаратуры. Пробная волна направлялась в активную среду под углом $\sim 10-30'$ к направлению распространения сильных волн. Диаметр всех используемых пучков был равен ~ 6 мм.

На рис.7 показаны результаты измерения коэффициента отражения в сопряжённую волну в зависимости от усиления слабого сигнала. Вследствие малой длительности импульса зондирующего излучения и малого времени существования однородной стадии плазменного разряда экспериментальные условия отличаются от стационарных, которые рассматривались в теории. При сравнении таких экспериментальных измерений с расчётами (рис.4) можно говорить только об их качественном согласии. Для количественных сравнений необходимо

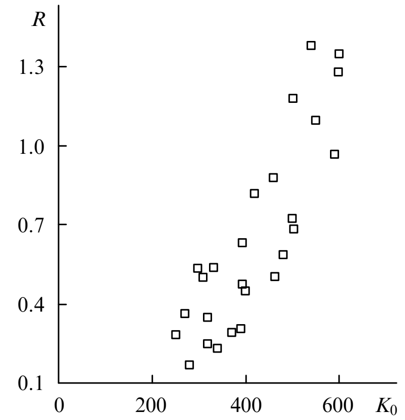

Рис.7. Экспериментальные зависимости коэффициента отражения в сопряжённую волну R от коэффициента усиления слабого сигнала K_0.

уменьшить ширину спектра зондирующих волн или длину активной среды *9* (рис.6). Такие эксперименты планируется провести в дальнейшем.

5. Заключение

Проведённые теоретические и экспериментальные исследования показали возможность реализации высокоэффективного обращения волнового фронта слабых сигналов в активной XeCl-плазме. Отметим также, что четырёхволновые взаимодействия в этой плазме приводят к паразитной генерации и увеличению интенсивности усиленного спонтанного излучения внутри резонатора узкополосного задающего генератора и в многопроходных оптических усилителях.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 98-02-16306 и 02-02-17639).

1. Yajima T, Souma H. *Phys. Rev. A*, **17**, № 1, 309 (1978).
2. Бутылкин В.С., Каплан А.Е., Хронопуло Ю.Г., Якубович Е.И. *Резонансное взаимодействие света с веществом* (М.: Наука, 1977, с. 351).
3. Бетин А.А., Дятлов А.И., Кулагина С.Н., Миловский Н.Д., Русов Н.Ю. *Квантовая электроника*, **13**, № 10, 1975 (1986).
4. Галушкин М.Г., Гордон Е.Б., Дроздов М.С., Поляков Е.Ю. *Изв. АН. Сер. физич.*, **58**, № 6, 125 (1994).
5. Спиро А.Г. *Оптика и спектроскопия*, **82**, № 3, 379 (1997).
6. Lind R.C., Steel D.G., Dunning G.J. *Opt. Eng.*, **21**, № 2, 190 (1982).
7. Abrams R.L., Lam J.F., Lind R.C., Steel D.G., Liao P.F. In: *Optical Phase Conjugation* (New York, et al.: Acad. Press, 1983, p. 211 – 284).
8. Бодунов Е.Н. *Оптика и спектроскопия*, **72**, № 6, 1383 (1992).
9. Harter D.J., Boyd R.W. *IEEE J. Quantum Electron.*, **16**, № 10, 1126 (1980).
10. Месяц Г.А., Осипов В.В., Тарасенко В.Ф. *Импульсные газовые лазеры* (М.: Наука, 1991).
11. Тихонов Е.А., Шпак М.Е. *Нелинейные оптические явления в органических соединениях* (Киев: Наукова думка, 1979, гл. 3).
12. Клышко Д.Н. *Физические основы квантовой электроники* (М.: Наука, 1986, гл. 3).