

УДК 535.345

## УСИЛЕНИЕ СВЕТОИНДУЦИРОВАННОГО ПОВОРОТА ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРОБНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МЕТОДОМ НАКОПЛЕНИЯ КОГЕРЕНТНЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ

М.А. ОГАННИСЯН, А.Ж. МУРАДЯН

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 4 марта 2011 г.)

Исследованы возможности метода накопления когерентно-нестационарного отклика среды для усиления поворота поляризации пробного излучения в условиях каскадного двухфотонного резонанса. Пробное поле связывает основной уровень атома щелочного металла  $nS_{1/2}$  с возбужденным дублетом  $nP_{1/2,3/2}$ , а монохроматическое поле накачки связывает этот дублет с более высоко возбужденным уровнем  $n'S_{1/2}$ . Получено аналитическое выражение для повернутого компонента поляризации пробного поля. Показано, что согласованным переключением фазы входного пробного поля на  $\pi$  можно на хвостовой части повернутого компонента пробного поля организовать отдельный световой импульс с более чем на порядок усиленной интенсивностью, что является желанным результатом для поляризационной лазерной спектроскопии.

### 1. Введение

Внешние поля, в том числе и поляризованное лазерное излучение, индуцируют в среде оптическую анизотропию [1], изменяя тем самым поляризацию пробной волны, проходящей через такую среду [2]. Будучи обусловленными фазовыми соотношениями, изменения поляризации очень чувствительны к параметрам среды и на этой основе породили новое направление в лазерной спектроскопии, названное поляризационной лазерной спектроскопией [3]. Ее возможности особенно велики в резонансных условиях взаимодействия в сочетании с нелинейными явлениями, когда удается освободиться от неоднородных уширений спектральных линий (таких как доплеровское уширение в случае атомарных или молекулярных газов [3,4]) и регистрировать разного рода тонкие структуры и расщепления энергетических уровней [5], характеристики поляризуемости [6] и т.д.

Наиболее удобным с точки зрения экспериментальной регистрации при этом является измерение ортогонального к входному направлению компонента напряженности поля, поскольку он измеряется после скрещенного относительно входного направления поляризатора и полностью является полезным сигналом. Для краткости называем его повернутым компонентом поля. Основным механизмом поляризационных изменений является светоиндуцированный дих-

роизм в сочетании с гиротропией, когда неравное поглощение циркулярных компонент пробного излучения в сочетании с поворотом плоскости поляризации приводит к появлению повернутого компонента поля. Интенсивность при таком механизме всегда меньше ее входного значения. Здесь мы обращаем внимание на то, что последнее замечание не является общей закономерностью, а является прямым следствием стационарного и/или квазистационарного характера использованных условий взаимодействия. Оно может нарушаться при когерентно-нестационарных условиях взаимодействия [7], когда часть энергии поля может вначале когерентно накопиться в среде, а потом возвратиться в поле, но уже с ортогональной к входному направлению поляризацией. Такая возможность в условиях точного резонанса была рассмотрена, например, в [8]. В настоящей работе аналогичная задача решается для более общего случая отличного от нуля значения расстройек резонанса. Показано, что и в случае отличных от нуля расстройек резонанса можно добиться такого режима взаимодействия, когда пиковая интенсивность повернутого компонента поля намного (в 16 и более раз) превосходит интенсивность падающего на среду поля. Для этого значение расстройки резонанса должно быть выбрано согласованно со значением плотности газа. Полученный результат существенно расширяет возможности метода и может оказаться особенно перспективным в спектроскопии слабых переходов, где усиление интенсивности полезного сигнала крайне желательно. Это тем более важно, потому что в условиях точного резонанса релаксационные процессы играют заметную роль и частично подавляют когерентность поляризационных изменений.

## 2. Атом в поле лазерной накачки и пробного поля

Атомарной средой выбирается пар некоторого щелочного металла, например, натрия. Коллективные эффекты из-за малой концентрации газа не учитываются и каждый атом взаимодействует с полем самостоятельно. Рабочие уровни и схема взаимодействия показаны на рис.1. Она учитывает тонкое расщепление промежуточного энергетического уровня (на уровни  $nP_{1/2}$  и  $nP_{3/2}$ ), но не учитывает сверхтонкие расщепления, считая тем самым расстройки резонансов намного больше этих расщеплений. Каждый из энергетических уровней  $nS_{1/2}$ ,  $nP_{1/2}$ ,  $nP_{3/2}$  и  $n'S_{1/2}$  представлен своими магнитными подуровнями, что необходимо для учета поляризаций действующих на атом полей. Циркулярно поляризованное поле накачки индуцирует дипольно разрешенный переход  $nP_{1/2,3/2} - n'S_{1/2}$  и непосредственно не связано с основным уровнем  $nS_{1/2}$ . При таком выборе поле накачки взаимодействует с практически незаселенными уровнями  $nP_{1/2,3/2}$  и  $n'S_{1/2}$  и поэтому распространяется в среде без изменения интенсивности. Последнее принципиально упрощает математическую сторону задачи и дает возможность получить аналитические выражения для компонент пробного поля.

Гамильтониан системы “атом+поле” в дипольном приближении имеет вид

$$\hat{H} = \hat{H}_0 - \mathbf{d}\mathbf{E}_{\text{tot}}, \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\text{tot}}(z, t) &= \mathbf{E}_{\text{pump}}(z, t) + \mathbf{E}_{\text{probe}}(z, t) = \\ &= \mathbf{E}_{0\text{pump}}(z, t)e^{i(\omega_p t - k_p z)} + \mathbf{E}_{0\text{probe}}(z, t)e^{i(\omega t - kz)} + \text{с.с.} \end{aligned} \quad (2)$$

есть суммарная напряженность интенсивного поля накачки и относительно слабого пробного поля с существенно разными несущими частотами  $\omega_p$  и  $\omega$  и вакуумными волновыми векторами  $k_p = \omega_p/c$  и  $k = \omega/c$ , соответственно. Амплитуды напряженностей  $\mathbf{E}_{0\text{pump}}(z, t)$  и  $\mathbf{E}_{0\text{probe}}(z, t)$  являются медленно меняющимися функциями от  $z$  и  $t$  по сравнению с соответствующими экспонентами.

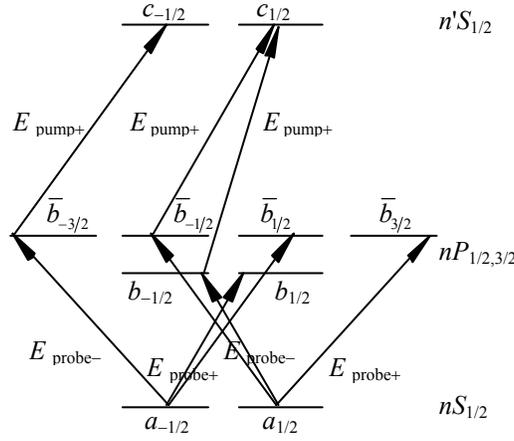


Рис.1. Схематическое представление трехуровневой атомной системы для лазера без инверсии.

Введем круговые компоненты

$$\hat{d}_{\pm} = \hat{d}_x \pm i\hat{d}_y \quad (3)$$

для оператора дипольного момента и

$$E_{0\text{pump}\pm} = \frac{E_{0\text{pump}x} \pm iE_{0\text{pump}y}}{2}, \quad E_{0\text{probe}\pm} = \frac{E_{0\text{probe}x} \pm iE_{0\text{probe}y}}{2} \quad (4)$$

для действующих на атом полей. При распространении через среду поле накачки сохраняет вид поляризации, поэтому выбирая ее на входе круговой, с положительной круговой поляризацией, будем иметь  $E_{\text{pump}-}(z, t) = 0$  и для всех последующих точек.

Для краткости записи энергетические уровни, считая на рис.1 снизу вверх, обозначим последовательностью 1, 2,  $\bar{2}$  и 3. Тогда волновую функцию атома в поле внешних волн можно записать в виде

$$\begin{aligned} \Psi = & \sum_{m=-1/2, 1/2} a_m(t) \varphi_1(m) e^{-\frac{i}{\hbar} \varepsilon_1 t} + \sum_{m=-1/2, 1/2} b_m(t) \varphi_2(m) e^{-\frac{i}{\hbar} \varepsilon_2 t} + \\ & + \sum_{m=\mp 3/2, \mp 1/2} \bar{b}_m(t) \varphi_{\bar{2}}(m) e^{-\frac{i}{\hbar} \varepsilon_{\bar{2}} t} + \sum_{m=-1/2, 1/2} c_m(t) \varphi_3(m) e^{-\frac{i}{\hbar} \varepsilon_3 t}, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $m$  – проекция полного момента количества движения оптического электрона  $\mathbf{j} = \mathbf{I} + \mathbf{s}$ . Отметим, что для рассматриваемой нами схемы взаимодействия амплитуды  $a_{-1/2}$  и  $a_{1/2}$  основного уровня, единственно заселенного до взаимодействия с внешними полями, можно считать не меняющимися из-за малой интенсивности пробной волны:  $a_{-1/2}(t) = a_{-1/2}$ ,  $a_{1/2}(t) = a_{1/2}$ . Поэтому искомыми являются только амплитуды возбужденных состояний  $b_m(t)$ ,  $\bar{b}_m(t)$  и  $c_m(t)$ . Для того чтобы найти их, следует, подставив (5) в уравнение Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \hat{H} \Psi, \quad (6)$$

применить стандартную процедуру и освободиться от базисных функций  $\varphi_i(m)$ . В результате имеем

$$\dot{\bar{b}}_{-3/2}(t) = i \frac{1}{\sqrt{2\hbar}} \left[ a_{-1/2} d_{21} E_{\text{probe}}^* e^{i(kz - \Delta_{21}t)} + c_{-1/2}(t) d_{23} E_{\text{pump}+} e^{-i(k_p z - \Delta_{32}t)} \right], \quad (7a)$$

$$\dot{c}_{-1/2}(t) = i \frac{1}{\sqrt{2\hbar}} \bar{b}_{-3/2}(t) d_{32} E_{\text{pump}+}^* e^{i(k_p z - \bar{\Delta}_{32}t)}, \quad (7b)$$

$$\dot{b}_{-1/2}(t) = i \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3\hbar}} \left[ a_{1/2} d_{21} E_{\text{probe}}^* e^{i(kz - \Delta_{21}t)} + c_{1/2}(t) d_{23} E_{\text{pump}+} e^{-i(k_p z - \bar{\Delta}_{32}t)} \right], \quad (8a)$$

$$\dot{\bar{b}}_{-1/2}(t) = i \frac{1}{\sqrt{6\hbar}} \left[ a_{1/2} d_{21} E_{\text{probe}}^* e^{i(kz - \Delta_{21}t)} + c_{1/2}(t) d_{23} E_{\text{pump}+} e^{-i(k_p z - \bar{\Delta}_{32}t)} \right], \quad (8b)$$

$$\dot{c}_{1/2}(t) = i \left[ \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3\hbar}} b_{-1/2}(t) d_{32} E_{\text{pump}+}^* e^{i(k_p z - \bar{\Delta}_{32}t)} + \frac{1}{\sqrt{6\hbar}} \bar{b}_{-1/2}(t) d_{32} E_{\text{pump}+}^* e^{i(k_p z - \bar{\Delta}_{32}t)} \right], \quad (8c)$$

$$\dot{b}_{1/2}(t) = i \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3\hbar}} a_{-1/2} d_{21} E_{\text{probe}}^* e^{i(kz - \Delta_{21}t)}, \quad (9)$$

$$\dot{\bar{b}}_{1/2}(t) = -i \frac{1}{\sqrt{6\hbar}} a_{-1/2} d_{21} E_{\text{probe}+}^* e^{i(kz - \Delta_{21}t)}, \quad (10)$$

$$\dot{\bar{b}}_{3/2}(t) = -i \frac{1}{\sqrt{2\hbar}} a_{1/2} d_{21} E_{\text{probe}+}^* e^{i(kz - \Delta_{21}t)}. \quad (11)$$

В ходе вычислений матричные элементы оператора дипольного момента типа  $d_{12}$ , между магнитными подуровнями, выражены через приведенные матричные элементы [9]  $1 \parallel \hat{d} \parallel 2$  и т.д. Для краткости введены обозначения для рас-

строек однофотонных резонансов  $\Delta_{21, \bar{2}1} \equiv (\omega - \omega_{21, \bar{2}1})$ ,  $\bar{\Delta}_{32, 3\bar{2}} \equiv (\omega_p - \omega_{32, 3\bar{2}})$  и опущены пространственно-временные аргументы и нижние индексы “0” у полевых амплитуд. Использовано также приближение вращающейся волны [10], пренебрегая быстро осциллирующими членами типа  $\sim e^{\pm i(\omega_{21} + \omega)t}$ .

Уравнения (7)–(11) записаны в рамках теории возмущений по напряженности пробного поля и описывают динамику первоначально ненаселенных уровней, оставляя при этом амплитуды первоначально населенного основного уровня невозмущенными.

### 3. Распространение пробного поля через среду

Чтобы ориентироваться в решении уравнений (7)–(11), целесообразно уже перейти к волновому уравнению

$$\left( \nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) E_{\text{probe}\pm} = \frac{4\pi N}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \langle \hat{d}_{\pm} \rangle_{\text{probe}}, \quad (12)$$

где  $N$  – концентрация газа, символ  $\langle \dots \rangle$  означает квантовомеханическое усреднение по волновой функции (5), а его нижний индекс указывает, что берутся члены, пропорциональные напряженности пробного поля. После подстановок и стандартных расчетов из (12) получаем укороченное уравнение

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) E_{\text{probe}+}(z, t) = & -\frac{2\pi i N \omega}{c} \left[ \sqrt{\frac{2}{3}} a_{-1/2} d_{21} b_{1/2}^*(t) e^{-i\Delta_{21}t} - \right. \\ & \left. -\frac{1}{\sqrt{6}} a_{-1/2} d_{\bar{2}1} \bar{b}_{1/2}^*(t) e^{-i\Delta_{\bar{2}1}t} - \frac{1}{\sqrt{2}} a_{1/2} d_{\bar{2}1} \bar{b}_{3/2}^*(t) e^{-i\Delta_{\bar{2}1}t} \right] e^{ikz} \end{aligned} \quad (13a)$$

для амплитуды право-поляризованной волны и аналогичное уравнение

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) E_{\text{probe}-}(z, t) = & -\frac{2\pi i N \omega}{c} \left[ \sqrt{\frac{2}{3}} a_{1/2} d_{21} b_{-1/2}^*(t) e^{-i\Delta_{21}t} + \right. \\ & \left. +\frac{1}{\sqrt{2}} a_{-1/2} d_{\bar{2}1} \bar{b}_{-3/2}^*(t) e^{-i\Delta_{\bar{2}1}t} + \frac{1}{\sqrt{6}} a_{1/2} d_{\bar{2}1} \bar{b}_{-1/2}^*(t) e^{-i\Delta_{\bar{2}1}t} \right] e^{ikz} \end{aligned} \quad (13b)$$

для лево-поляризованной волны.

В правую сторону уравнения (13a) входят не возмущенные интенсивной волной накачки вероятностные амплитуды  $b_{1/2}(t)$ ,  $\bar{b}_{1/2}(t)$  и  $\bar{b}_{3/2}(t)$  (см. также рис.1). Поэтому право-поляризованный компонент волны распространяется по законам линейной оптики, определяемым самосогласованным решением уравнения (13a) с системой (9)–(11). Накачка действует на атомные амплитуды  $b_{-1/2}(t)$ ,  $\bar{b}_{-3/2}(t)$  и  $\bar{b}_{-1/2}(t)$  и влияет на распространение лево-поляризованного компонента (см. также рис.1). Механизмом влияния является сдвиг магнитных подуровней с переносом части индуцированной пробным полем населенности из левой половины состояний дублета  $nP_{1/2, 3/2}$  в более возбужденное состояние  $n'S_{1/2}$ .

Для решения уравнений (7a)–(7b), (8a)–(8c) и (9)–(11) в рамках одинаковых приближений расстройки однофотонных резонансов предположим намного превосходящими спектральную ширину пробного поля и высокочастотные сдвиги уровней. Вводя удобные при этом амплитуды промежуточного дублета

$$b_m(t)e^{i\Delta_{21}t} = B_m(t), \quad \bar{b}_m(t)e^{i\Delta_{\bar{2}1}t} = \bar{B}_m(t), \quad c_m(t)e^{i\delta t} = C_m(t), \quad (14)$$

где  $\delta(\omega + \omega_p - \omega_{31})$  – расстройка двухфотонного резонанса и  $|\dot{B}_m| \ll |\Delta_{21}B_m|$ ,  $|\dot{\bar{B}}_m| \ll |\Delta_{\bar{2}1}\bar{B}_m|$ , вместо (7a), (8a), (8b) и (9)–(11) будем иметь следующие алгебраические соотношения:

$$\bar{B}_{-3/2}(t) = -\frac{1}{\sqrt{2}\hbar\Delta_{\bar{2}1}} \left[ a_{-1/2}d_{\bar{2}1}E_{\text{probe-}}^*(z,t)e^{ikz} + c_{-1/2}(t)d_{\bar{2}3}E_{\text{pump+}}e^{-i(k_p z - \delta t)} \right], \quad (15a)$$

$$B_{-1/2}(t) = -\frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3}\hbar\Delta_{21}} \left[ a_{1/2}d_{21}E_{\text{probe-}}^*(z,t)e^{ikz} + c_{1/2}(t)d_{23}E_{\text{pump+}}e^{-i(k_p z - \delta t)} \right], \quad (16a)$$

$$\bar{B}_{-1/2}(t) = -\frac{1}{\sqrt{6}\hbar\Delta_{\bar{2}1}} \left[ a_{1/2}d_{\bar{2}1}E_{\text{probe-}}^*(z,t)e^{ikz} + c_{1/2}(t)d_{\bar{2}3}E_{\text{pump+}}e^{-i(k_p z - \delta t)} \right], \quad (16b)$$

$$B_{1/2}(t) = -\frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3}} \frac{1}{\hbar\Delta_{21}} a_{-1/2}d_{21}E_{\text{probe+}}^*(z,t)e^{ikz}, \quad (17)$$

$$\bar{B}_{1/2}(t) = \frac{1}{\sqrt{6}\hbar\Delta_{\bar{2}1}} a_{-1/2}d_{\bar{2}1}E_{\text{probe+}}^*(z,t)e^{ikz}, \quad (18)$$

$$\bar{B}_{3/2}(t) = \frac{1}{\sqrt{2}\hbar\Delta_{\bar{2}1}} a_{1/2}d_{\bar{2}1}E_{\text{probe+}}^*(z,t)e^{ikz}, \quad (19)$$

которые вместе с (7b) и (8c) и определяют правые стороны волновых уравнений (13a) и (13b).

Уравнение право-поляризованного компонента (13a), дополненное уравнениями (17)–(19), элементарно приводится к виду

$$(\partial/\partial z + (1/c)\partial/\partial t)E_{\text{probe+}}(z,t) = i\alpha_+E_{\text{probe+}}(z,t), \quad (20)$$

общее решение которого имеет вид

$$E_{\text{probe+}}(t,z) = E_{\text{probe+}}(t,0)e^{i\alpha_+z} \quad (21)$$

с введенным обозначением

$$\alpha_+ = \frac{2\pi N\omega}{c\hbar} \left[ \frac{2}{3} \frac{1}{\Delta_{21}} |d_{12}|^2 |a_{-1/2}|^2 + \frac{1}{6\Delta_{\bar{2}1}} |d_{\bar{1}2}|^2 |a_{-1/2}|^2 + \frac{1}{2\Delta_{\bar{2}1}} |d_{\bar{1}2}|^2 |a_{1/2}|^2 \right]. \quad (22)$$

Для полноты изложения отметим также, что для этого компонента можно ввести понятие показателя преломления и он будет определяться соотношением  $n_+(\omega) = 1 + c\alpha_+(\omega)/\omega$ .

Решение для лево-поляризованного компонента несколько сложнее. Для его определения сперва в правой стороне (13b) переходим от  $b$ -амплитуд к  $c$ -амплитудам, используя для этого уравнения (15a), (16a) и (16b). Аналогичный переход делаем также в (7b) и (8с). В результате получаем следующую самосогласованную систему:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) E_{\text{probe-}}(z, t) = i\alpha_- E_{\text{probe-}}(z, t) + \frac{2\pi N\omega}{c\hbar} \left[ \frac{1}{2\Delta_{\bar{2}1}} d_{\bar{3}2} d_{\bar{2}1} a_{-1/2} C_{-1/2}^*(t) + \right. \\ \left. + \left( \frac{2}{3\Delta_{21}} d_{32} d_{21} + \frac{1}{6\Delta_{\bar{2}1}} d_{\bar{3}2} d_{\bar{2}1} \right) a_{1/2} C_{1/2}^*(t) \right] E_{\text{pump+}}^* e^{i(k_p+k)z}, \quad (23)$$

$$i\dot{C}_{-1/2}(t) + \delta C_{-1/2}(t) = \frac{1}{2\hbar^2 \Delta_{\bar{2}1}} a_{-1/2} d_{\bar{2}1} d_{\bar{3}2} E_{\text{pump+}}^* E_{\text{probe-}}^*(z, t) e^{i(k+k_p)z}, \quad (24a)$$

$$i\dot{C}_{1/2}(t) + \delta C_{1/2}(t) = \left\{ \frac{2}{3} \frac{1}{\hbar^2 \Delta_{21}} d_{21} d_{32} + \frac{1}{6\hbar^2 \Delta_{\bar{2}1}} d_{\bar{2}1} d_{\bar{3}2} \right\} \times \\ \times a_{1/2} E_{\text{pump+}}^* E_{\text{probe-}}^*(z, t) e^{i(k+k_p)z}, \quad (24b)$$

где в (23) введено обозначение

$$\alpha_- = \frac{2\pi N\omega}{c\hbar} \left[ \frac{2}{3} \frac{1}{\Delta_{21}} |d_{12}|^2 |a_{1/2}|^2 + \frac{1}{6\Delta_{\bar{2}1}} |d_{\bar{1}\bar{2}}|^2 |a_{1/2}|^2 + \frac{1}{2\Delta_{\bar{2}1}} |d_{\bar{1}\bar{2}}|^2 |a_{-1/2}|^2 \right]. \quad (25)$$

Сделав замену переменных  $\tau = t - z/c$ ,  $\eta = z$ , проинтегрируем уравнения (24a) и (24b) в пределах  $(0, \tau)$ , где нулевой нижний предел соответствует моменту времени, когда передний фронт пробной волны падает на границу атомарной среды  $z = 0$ . Далее, подставив полученный результат в (23) и сократив линейный отклик с помощью преобразования

$$E_{\text{probe-}}(\tau, \eta) = \bar{E}(\tau, \eta) e^{i\alpha_- \eta}, \quad (26)$$

для амплитуды  $\bar{E}(\tau, \eta)$  получаем следующее интегро-дифференциальное уравнение

$$\partial \bar{E}(\tau, \eta) / \partial \eta + \beta e^{-i\delta\tau} \bar{E}(\tau', \eta) e^{i\delta\tau'} d\tau' = 0 \quad (27)$$

с коэффициентом

$$\beta = \frac{2\pi N\omega}{\hbar^3 c} \left[ \left| \frac{2}{3\Delta_{21}} d_{32} d_{21} + \frac{1}{6\Delta_{\bar{2}1}} d_{\bar{3}2} d_{\bar{2}1} \right|^2 |a_{1/2}|^2 + \frac{1}{4\Delta_{\bar{2}1}} |a_{-1/2}|^2 |d_{\bar{1}\bar{2}}|^2 |d_{\bar{2}3}|^2 \right] |E_{\text{pump+}}|^2. \quad (28)$$

Как и следовало ожидать, коэффициент (28) пропорционален интенсивности накачки и вместе с расстройкой резонанса  $\delta$  определяет добавочную к линейному закону (26) эволюцию.

Для решения эволюционного уравнения (27) вводится новая неизвестная функция

$$u(\tau, \eta) = \bar{E}(\tau', \eta) e^{i\delta\tau'}, \quad (29)$$

а полученное при этом дифференциальное уравнение

$$\frac{\partial^2 u(\tau, \eta)}{\partial \tau \partial \eta} + \beta u(\tau, \eta) = 0 \quad (30)$$

удобно решить методом Лапласа [11], применяя его относительно пространственной переменной  $\eta = z$ . Действительно, уравнение для Лаплас-образа

$$s \frac{\partial}{\partial \tau} U(\tau, s) + \beta U(\tau, s) = \frac{\partial}{\partial \tau} u(\tau, 0) \quad (31)$$

является неоднородным дифференциальным уравнением первого порядка, решение которого

$$U(\tau, s) = \frac{1}{s} e^{-\frac{\beta}{s}\tau} \frac{\partial u(\tau', 0)}{\partial \tau'} e^{\frac{\beta}{s}\tau'} d\tau' \quad (32)$$

легко обращается с помощью табличных интегралов [11] и мы окончательно получаем

$$E_{\text{probe-}}(\tau, \eta) = E_{\text{probe-}}(\tau, 0) e^{i\alpha\eta} - \beta\eta e^{i\alpha\eta} \frac{e^{i\delta(\tau-\tau')}}{\sqrt{(\tau-\tau')\beta\eta}} J_1 \left[ 2\sqrt{(\tau-\tau')\beta\eta} \right] E_{\text{probe-}}(\tau', 0) d\tau', \quad (33)$$

где  $J_1[f]$  – функция Бесселя первого рода.

Выражения (33) и (21) в принципе решают поставленную задачу, т.е. определяют круговые компоненты пробного поля по мере распространения через атомарную среду. Определим на их основе представляющую наибольший экспериментальный интерес компонент с повернутой поляризацией,

$$\begin{aligned} E_{\text{probe}\perp}(\tau, \eta) &= \frac{E_{\text{probe+}}(\tau, \eta) - E_{\text{probe-}}(\tau, \eta)}{i} = \\ &= \frac{\beta\eta}{2i} e^{i\alpha\eta} \int_0^\tau \frac{e^{i\delta(\tau-\tau')}}{\sqrt{(\tau-\tau')\beta\eta}} J_1 \left[ 2\sqrt{(\tau-\tau')\beta\eta} \right] E_{\text{probe}}(\tau', 0) d\tau', \end{aligned} \quad (34)$$

и перейдем к исследованию его интенсивности в зависимости от параметров системы.

#### 4. Численные результаты. Обсуждение

Подынтегральное выражение в (34) состоит из трех, в общем случае переменных множителей. Первый из них,  $e^{-i\delta(\tau-\tau')} = \cos[\delta(\tau-\tau')] - i \sin[\delta(\tau-\tau')]$ , есть сумма двух осцилляций единичной амплитуды и постоянной круговой частоты  $\delta$ . Множитель  $J_1 \left[ 2\sqrt{(\tau-\tau')\beta\eta} \right] / \sqrt{(\tau-\tau')\beta\eta}$  также является осциллирующей

шей функцией, но со спадающей амплитудой и монотонно возрастающей частотой. Амплитуда линейно поляризованной на входе в среду волны  $E_{\text{probe}}(\tau', 0)$ , в принципе, может быть выбрана в удобной для выходного сигнала форме. Сущность метода накопления когерентных осцилляций как раз и состоит в том, чтобы менять входную амплитуду  $E_{\text{probe}}(\tau', 0)$  в такт с остальной частью подынтегрального выражения так, чтобы полное подынтегральное выражение по возможности сохранило знак и тем самым максимально усилило интенсивность в конечной части выходного светового поля.

Расчеты показывают, что наибольшее усиление получается при точном резонансе  $\delta = 0$  [8]. Однако, отсутствующие в представленной теории релаксационные процессы вблизи резонанса будут эффективно подавлять когерентность взаимодействия и поэтому для получения реалистической картины возможностей метода следует оставаться в пределах относительно больших значений расстройки резонанса ( $\delta \gg \gamma$ , где  $\gamma$  – наибольшая из ширин линий однофотонных переходов). Поскольку слагаемые первого множителя  $\cos[\delta(\tau - \tau')]$  и  $\sin[\delta(\tau - \tau')]$  осциллируют с постоянной разницей фаз, то квазипериодические колебания второго множителя могут быть согласованы лишь с одним из них. Мы выбрали согласование с  $\cos$ -членом. Важно при этом, что слагаемое с  $\sin$ -членом становится быстроосциллирующим знакопеременным и не дает значительного вклада в общее значение интеграла.

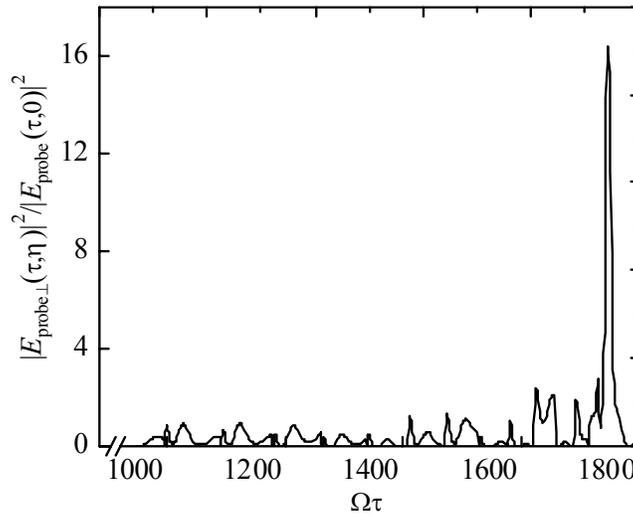


Рис.2. Зависимость относительной интенсивности индуцированного поля от времени на выходе из среды при входящем поле ступенчатой формы. Здесь частота Раби  $\Omega = d_{23}E_{0\text{pump}}/\hbar = 10^{11}$  Гц, частота пробного поля выбрана в центре возбужденного дублета  $\Delta_{21} = -\Delta_{21} = 1.625 \times 10^{12}$  Гц,  $z = 10$  см, а концентрация газа  $N = 10^{14}$  см $^{-3}$ .

На рис.2 показан характерный вид интенсивности выходящего из среды излучения, усиленной методом накопления когерентных осцилляций. Входное

поле состояло из последовательности прямоугольных импульсов той же интенсивности, амплитуда которых меняла знак в такт с реальной частью подынтегрального выражения (34) в 20 раз. Для хвостовой части поля получено 16-и кратное усиление. В случае гладко осциллирующих входных импульсов мера усиления падает. Так, согласованные косинусообразные импульсы вместо 16-и кратного усиления обеспечивают восьмикратное усиление.

В ходе расчетов мы выяснили также несколько вспомогательный вопрос: насколько интенсивность повернутой компоненты выходного поля меняется из-за сугубо когерентно-нестационарного характера прохождения без их накопления с помощью надлежащей модуляции входной амплитуды. Это означает сопоставление квадрата модуля формулы (34) при  $E_{\text{probe}}(\tau, 0) \rightarrow E_{\text{probe}}(0) = \text{const}$  с формулой

$$|E_{\text{probe}\perp}(\tau, \eta)|^2 = |E_{\text{probe}}(0)|^2 \sin^2(\beta\eta/2\delta), \quad (35)$$

выведенной из (23), (24a) и (24b) для квазистационарных условий взаимодействия. На рис.3 представлены графики, построенные с помощью этих формул. Синусоидальный характер пунктирной линии, построенной по формуле (34), обусловлен хорошо известным равномерным вращением линейной поляризации излучения при отсутствии нестационарных явлений в характере взаимодействия. Сопоставление с ним сплошной линии показывает, что когерентно-нестационарный характер распространения сам по себе, без эффекта накопления, лишь незначительно отклоняет поведение повернутого компонента пробной волны.

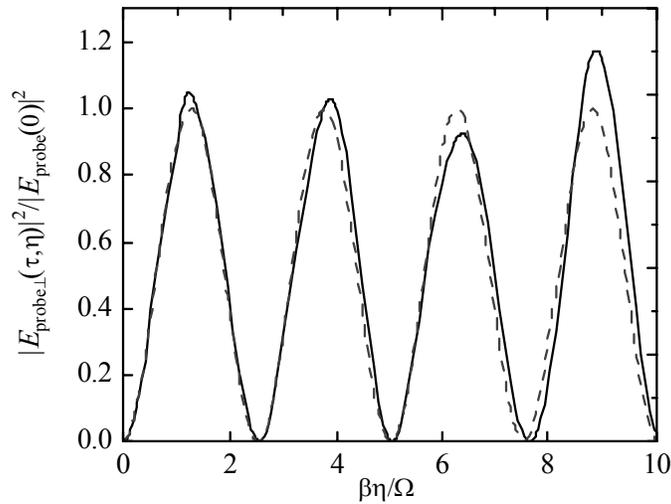


Рис.3. Зависимость относительной интенсивности индуцированного пробного поля от координаты  $z$  при  $\delta = 0.4\Omega$ , где  $\Omega = 10^{11}$  Гц. Сплошная линия представляет зависимость при наличии, а пунктирная – в отсутствие коэффициентов когерентности.

В заключение отметим, что отклонения поведения повернутого компонента поляризации как с учетом (рис.2), так и без учета эффекта накопления (рис.3) обусловлены двумя факторами: переходом линейной поляризации пробной волны в эллиптическую поляризацию с переменными значениями главных осей и неравномерным вращением направления главных осей эллипса поляризации в ходе распространения в среде [12].

## 5. Заключение

В данной работе исследованы возможности метода накопления когерентно-нестационарного отклика среды для усиления поворота поляризации пробного поля в условиях каскадного двухфотонного резонанса. Получено аналитическое выражение для пробного поля с повернутым компонентом поляризации и показано, что согласованным переключением входной фазы от 0 до  $\pi$  и обратно можно на хвостовой части повернутого компонента пробного поля организовать отдельный световой импульс с более чем 16-и кратно усиленной интенсивностью.

Кроме того, сопоставлены выражения для пробной волны при наличии и в отсутствие нестационарных явлений. Полученные результаты показывают, что когерентно-нестационарный характер распространения, без эффекта накопления, лишь незначительно отклоняет поведение повернутого компонента пробной волны.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **A.D.Bukingham**. Proc. Phys. Soc., **В69**, 344 (1956); **J.D.Macomber**. Applied Optics, **10**, 2506 (1971).
2. **А.М.Бонч-Бруевич, В.М.Ходовой, В.В.Хромов**. Опт. и спектр., **34**, 195 (1973); **В.М.Арутюнян, Э.Г.Канеян, В.О.Чалтыкян**. ЖЭТФ, **68**, 2010 (1975); **А.М.Шалагин**. ЖЭТФ, **73**, 99 (1977); **В.М.Арутюнян, А.Ж.Мурадян**. Изв. АН Арм. ССР, Физика, **14**, 123 (1979).
3. **C.Wieman, T.W.Hansch**. Phys. Rev. Lett., **36**, 1170 (1976); **W.Demtroeder**. Laser Spectroscopy. New York, Springer, 2003.
4. **R.W.Boyd**. Nonlinear Optics. New York, Academic Press, 2008.
5. **I.I.Sobelman**. Atomic spectra and radiative transitions. Berlin, Springer, 1996.
6. **И.Р.Шен**. Принципы нелинейной оптики. М., Наука, 1989.
7. **B.Segard, I.Zemmouri, В.Мacke**. Europhys. Letters, **4**, 47 (1987); **S.A.Diddams, Th.Udem, J.C.Bergquist, E.A.Curtis, R.E.Drullinger, L.Hollberg, W.M.Itano, W.D.Lee, C.W.Oates, K.R.Vogel, D.J.Wineland**. Science, **293**, 825 (2001); **J.M.Vaughan**. Physica Scripta, **778**, 73 (2011).
8. **А.Ж.Мурадян, Л.С.Петросян**. Квант. электроника, **18**, 1075 (1991).
9. **Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц**. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М., Наука, 1974.
10. **Н.Б.Делоне, Б.П.Крайнов**. Атом в сильном световом поле. М., Энергоатомиздат, 1984.
11. **M.Abramowitz, I.A.Stegun**. Handbook of mathematical functions. New York, Dover Publications, 1970.
12. **А.Ж.Мурадян**. Опт. и спектр., **67**, 137 (1989).

ՓՈՐՁՆԱԿԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹԻ ԲԵՎԵՌԱՅՄԱՆ ԼՈՒՍԱԻՆԴՈՒԿՑՎԱԾ ՊՏՈՒՅՏԻ ՈՒԺԵՂԱՑՈՒՄ ԿՈՇԵՐԵՆՏ ՕՍՅԻԼՅԱՑԻԱՆԵՐԻ ԿՈՒՏԱԿՄԱՆ ՄԵԹՈՂՈՎ

Մ.Հ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Ա.Ժ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ

Հետազոտված են միջավայրի ոչ ստացիոնար կոհերենտ արձագանքի կուտակման մեթոդի հնարավորություններն ուժեղացնելու համար փորձնական ճառագայթի բևեռացման պտույտը կասկադային երկֆոտոն ռեզոնանսի պայմաններում: Փորձնական դաշտն ալկալիական ատոմի  $nS_{1/2}$  հիմնական մակարդակը կապում է  $nP_{1/2,3/2}$  գրգռված դուբլետի հետ, իսկ մղման մոնոքրոմատիկ դաշտն այդ դուբլետը կապում է ավելի վեր գրգռված  $n'S_{1/2}$  մակարդակի հետ: Փորձնական ճառագայթի պտտված բևեռացման բաղադրիչի համար ստացված է անալիտիկ արտահայտություն: Ցույց է տրված, որ մուտքային փուլի  $\pi$  չափով համաձայնեցված փոփոխությունների արդյունքում պտտված բևեռացմամբ բաղադրիչի վերջնամասում կարելի է ձևավորել առանձնացված լուսային իմպուլս՝ ավելի քան մեկ կարգ մեծացված ինտենսիվությամբ, ինչը ցանկալի արդյունք է բևեռաչափային սպեկտրաչափության համար:

INCREASE IN PROBE BEAM LIGHT-INDUCED POLARIZATION ROTATION VIA THE ACCUMULATION OF COHERENT OSCILLATIONS

M.H. HOVHANNISYAN, A.Zh. MURADYAN

The possibilities for the medium's coherent response accumulation method are studied in order to amplify the rotation of probe beam polarization in cascade two-photon resonance conditions. Probe beam couples the ground state  $nS_{1/2}$  of alkaline atom with the excited doublet  $nP_{1/2,3/2}$ , while the pump monochromatic field connects this doublet with the higher excited level  $n'S_{1/2}$ . We obtain an analytic expression for the probe component with rotated polarization. It is shown that by means of adjusted  $\pi$ -phase changes in the entrance, an isolated light pulse can be formed behind the rotated component of probe with more than one order intensity amplification. The latter is an essentially desirable result for polarization spectroscopy.