

УДК 535.012.21

## НЕЛИНЕЙНЫЕ РЕЖИМЫ ПРОЗРАЧНОСТИ ДЛЯ ТРЕХКОМПОНЕНТНОГО ОБЫКНОВЕННО-НЕОБЫКНОВЕННОГО ИМПУЛЬСА В СРЕДЕ АНИЗОТРОПНЫХ КВАНТОВЫХ ОБЪЕКТОВ

*М.Б. Крылов, С.В. Сазонов*

### Аннотация

Исследованы режимы прозрачности, возникающие при распространении электромагнитного импульса в среде анизотропных квантовых объектов. Рассмотрен случай перпендикулярного к оптической оси распространения импульса, когда резонансные составляющие импульса вызывают квантовые переходы, а низкочастотная необыкновенная компонента сдвигает их частоту. Выявлено, что характер распространения импульса существенным образом зависит от доминирующей компоненты. Показано, что в обобщенной  $V$ -схеме квантовых переходов возможны режимы самоиндуцированной и необыкновенной прозрачности. Последний характеризуется доминированием необыкновенной компоненты, пленением населенностей квантовых уровней и сильным замедлением скорости распространения. В то же время при  $\Lambda$ -схеме возможен также импульсный режим электромагнитно-индуцированной прозрачности.

### Введение

К настоящему времени достаточно полно исследованы процессы солитонного распространения резонансных лазерных импульсов в изотропных средах. Это касается таких явлений, как самоиндуцированная прозрачность (СИП) [1] и электромагнитно-индуцированная прозрачность (ЭИП) [2]. Данные явления обобщены также и на случай многоуровневых сред [3–7], когда падающий на среду лазерный импульс является резонансным сразу для нескольких переходов.

Исследование резонансных процессов, происходящих в средах анизотропных молекул, привело к предсказанию нового явления – необыкновенной прозрачности (НП) [8]. В анизотропных квантовых микрообъектах, в отличие от изотропных, происходит расщепление электронных уровней по модулю полного углового момента  $M$  [8]. Схема уровней представлена на рис. 1.

Анизотропные квантовые объекты в собственно энергетических состояниях обладают постоянным дипольным моментом (ПДМ). Примером таких микрообъектов могут служить несимметричные квантовые ямы в полупроводниковых гетерогенных структурах.

В работе [8] рассмотрены переходы, индуцированные двухкомпонентным импульсом, распространяющимся перпендикулярно к оптической оси молекул. Там же показано, что роли компонент (обыкновенной и необыкновенной) при такой ориентации импульса дифференцированы. Также различна и их структура. Обыкновенная компонента  $E_o$  является квазимонохроматической (КМ) и вызывает так называемые  $\sigma$ -переходы ( $|\Delta M| = 1$ ). Необыкновенная компонента  $\tilde{E}_e$  представляет собой видеоимпульс и приводит к сдвигу частоты перехода [8]. Под видеокомпонентой в данном случае понимается импульс, не обладающий несущей частотой и содержащий около одного периода колебаний.

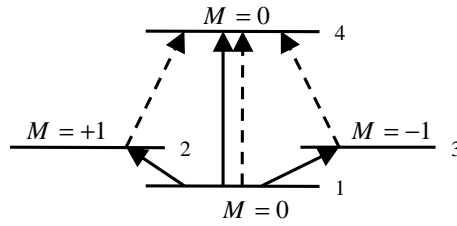


Рис. 1. Схемы переходов: сплошные линии соответствуют  $V$ -схеме, пунктирные –  $\Lambda$ -схеме

В этой же работе показано, что в принципе необыкновенная составляющая также может индуцировать так называемые  $\pi$ -переходы между электронными уровнями ( $|\Delta M| = 0$ ). При этом вызывающая переходы составляющая  $E_e$  представляет собой КМ импульс.

В данной статье проводится анализ общего случая взаимодействия импульса с анизотропной средой, когда необыкновенная компонента выполняет обе свои функции: индуцирует переходы и вызывает сдвиг частот этих переходов.

### 1. Описание модели

Рассмотрим случай, когда импульс распространяется в одноосной среде, причем направление его движения перпендикулярно к оптической оси среды  $z$  и совпадает с осью  $x$ . Будем считать, что обыкновенная компонента импульса  $E_o$  параллельна оси  $y$ , а необыкновенная – оси  $z$ .

Для описания среды воспользуемся уравнениями Блоха. Полагая, что релаксационными слагаемыми можно пренебречь, получим

$$\frac{\partial \rho_{\mu\nu}}{\partial t} = -i \left( \omega_{\mu\nu} - \frac{V_{\mu\mu} - V_{\nu\nu}}{\hbar} \right) \rho_{\mu\nu} - \frac{i}{\hbar} \sum_{\lambda} (V_{\mu\nu} \rho_{\lambda\nu} - \rho_{\mu\lambda} V_{\lambda\nu}). \quad (1)$$

Здесь  $\rho_{\mu\nu}$  – элементы матрицы плотности;  $V_{\mu\nu}$  – матричные элементы гамильтониана взаимодействия, определяемые в электродипольном приближении

$$V_{\mu\nu} = -\mathbf{d}_{\mu\nu} \mathbf{E} = -D_{\mu\nu} (1 - |\Delta M_{\mu\nu}|) E_e - \frac{d_{\mu\nu}}{\sqrt{2}} |\Delta M_{\mu\nu}| E_o,$$

где  $D_{\mu\lambda}$  и  $d_{\mu\lambda}$  – величины, пропорциональные компонентам вектора  $\mathbf{d}_{\mu\lambda}$  дипольного перехода  $\mu \leftrightarrow \nu$ ,  $\omega_{\mu\nu}$  – частота перехода  $\mu \leftrightarrow \nu$ ,  $\hbar$  – постоянная Планка.

Система материальных уравнений (1) дополняется уравнениями Максвелла для компонент импульса

$$\frac{\partial^2 E_i}{\partial x^2} - \frac{n_i^2}{c^2} \frac{\partial^2 E_i}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (P_i - P_i^0). \quad (2)$$

Здесь индекс  $i$  указывает на компоненту поля импульса;  $n_i$ ,  $P_i$ ,  $P_i^0$  – показатель преломления, текущее и начальное значения поляризации для  $i$ -й компоненты поля соответственно,  $c$  – скорость света.

Ограничимся рассмотрением трехуровневой схемы. Положим, следуя [9], что  $d_{21} = d_{31} = d$  и  $D_{33} = D_{22}$ . Подобное предположение приводит к тому, что стирается разница между вторым и третьим уровнями (рис. 1).

В настоящей работе анализируются случаи так называемых  $V$ - и  $\Lambda$ -схем. В первом случае частота обыкновенной компоненты совпадает с частотой переходов  $1 \leftrightarrow 2$ ,  $1 \leftrightarrow 3$  (рис. 1), поэтому все переходы осуществляются через нижний

уровень. В случае же  $\Lambda$ -схемы частота обыкновенной компоненты совпадает с частотой перехода между двумя электронными уровнями  $2 \leftrightarrow 4$ ,  $3 \leftrightarrow 4$ .

Уравнения (2) могут быть редуцированы по порядку производной, для чего в случае компонент, обладающих несущей частотой, используется приближение медленно меняющихся амплитуд и фаз

$$\begin{aligned} E_o &= \varepsilon_o \exp [i(\omega_{21}t - k_{21}x)] + c.c., \\ E_e &= \varepsilon_e \exp [i(\omega_{41}t - k_{41}x)] + c.c. + \tilde{E}_e, \\ \rho_{21} &= R_{21} \exp [-i(\omega_{21}t - k_{21}x)], \quad \rho_{31} = R_{31} \exp [-i(\omega_{21}t - k_{21}x)], \\ \rho_{41} &= R_{41} \exp [-i(\omega_{41}t - k_{41}x)], \quad \rho_{42} = R_{42} \exp [-i(\omega_{42}t - k_{42}x)], \\ \rho_{43} &= R_{43} \exp [-i(\omega_{43}t - k_{43}x)], \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\varepsilon_o$ ,  $\varepsilon_e$ ,  $R_{mn}$  – медленно меняющиеся амплитуды обыкновенной, необыкновенной компонент и недиагональных элементов матрицы плотности соответственно;  $\omega_{mn} = (E_m - E_n)/\hbar$  и  $k_{mn}$  – частота и волновое число волновой компоненты, вызывающей переход  $m \leftrightarrow n$ , соответственно. Символ *c.c.* означает комплексное сопряжение.

Для видео-составляющей  $\tilde{E}_e$  необыкновенной компоненты волновое уравнение (2) также может быть редуцировано по порядку производной, используя приближение однонаправленного распространения [8].

Для исключения материальных переменных в правой части (2) используем операторный метод ВКБ [8], после чего в случае  $V$ -схемы получим систему интегро-дифференциальных уравнений

$$\frac{\partial \Omega_o}{\partial x} + \frac{n_o}{c} \frac{\partial \Omega_o}{\partial t} = -\alpha_o \frac{\Omega_o \sin(\theta/2)}{\sqrt{\tilde{\Omega}_e^2 + |\Omega|^2}} \left( \cos(\theta/2) + i \frac{\tilde{\Omega}_e \sin(\theta/2)}{\sqrt{\tilde{\Omega}_e^2 + |\Omega|^2}} \right), \quad (4)$$

$$\frac{\partial \Omega_e}{\partial x} + \frac{n_e}{c} \frac{\partial \Omega_e}{\partial t} = -\alpha_e \frac{\Omega_e \sin(\theta/2)}{\sqrt{\tilde{\Omega}_e^2 + |\Omega|^2}} \left( \cos(\theta/2) + i \frac{\tilde{\Omega}_e \sin(\theta/2)}{\sqrt{\tilde{\Omega}_e^2 + |\Omega|^2}} \right), \quad (5)$$

$$\frac{\partial \tilde{\Omega}_e}{\partial x} + \frac{\tilde{n}_e}{c} \frac{\partial \tilde{\Omega}_e}{\partial t} = \beta \frac{\partial}{\partial t} \frac{|\Omega|^2}{\sqrt{\tilde{\Omega}_e^2 + |\Omega|^2}} \sin^2(\theta/2), \quad (6)$$

где  $\Omega_o = d_{21}\varepsilon_o/\sqrt{2}\hbar$ ,  $\Omega_e = D_{41}\varepsilon_e/\hbar$ ,  $\tilde{\Omega}_e = (D_{11} - D_{22})\tilde{E}_e/2\hbar$  – величины, пропорциональные волновым компонентам;  $\alpha_o = 2\pi N d_{21}^2 \omega_{21}/\hbar m_o c$ ,  $\alpha_e = 2\pi N D_{41}^2 \omega_{41}/\hbar n_e c$ ,  $\beta = \pi N (D_{11} - D_{22})/2\hbar \tilde{n}_e c$ ,  $N$  – концентрация молекул;  $|\Omega|^2 = 2|\Omega_o|^2 + |\Omega_e|^2$ ,  $\theta \equiv 2 \int_{-\infty}^t \sqrt{\tilde{\Omega}_e^2 + |\Omega|^2} dt'$ .

В случае  $\Lambda$ -схемы данная система имеет вид

$$\frac{\partial \Omega_o}{\partial x} + \frac{n_o}{c} \frac{\partial \Omega_o}{\partial t} = \alpha_o \frac{|\Omega_e|^2}{|\Omega|^2} \frac{\Omega_o \sin(\theta/2)}{\sqrt{\tilde{\Omega}_e^2 + |\Omega|^2}} \left( e^{i\tilde{\theta}} - \cos(\theta/2) - i \frac{\tilde{\Omega}_e \sin(\theta/2)}{\sqrt{\tilde{\Omega}_e^2 + |\Omega|^2}} \right), \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Omega_e}{\partial x} + \frac{n_e}{c} \frac{\partial \Omega_e}{\partial t} &= -\alpha_e \frac{\Omega_e \sin(\theta/2)}{\sqrt{\tilde{\Omega}_e^2 + |\Omega|^2}} \times \\ &\times \left( e^{i\tilde{\theta}} - \frac{|\Omega_e|^2}{|\Omega|^2} \left[ e^{i\tilde{\theta}} - \cos(\theta/2) - i \frac{\tilde{\Omega}_e \sin(\theta/2)}{\sqrt{\tilde{\Omega}_e^2 + |\Omega|^2}} \right] \right), \end{aligned} \quad (8)$$

$$\frac{\partial \tilde{\Omega}_e}{\partial x} + \frac{\tilde{n}_e}{c} \frac{\partial \tilde{\Omega}_e}{\partial t} = -\beta \frac{\partial}{\partial t} \frac{|\Omega_e|^2}{\sqrt{\tilde{\Omega}_e^2 + |\Omega|^2}} \sin^2(\theta/2). \quad (9)$$

Здесь величины, входящие в уравнения, определены так же, как и в случае  $V$ -схемы с точностью до замен:  $d_{21} \rightarrow d_{42}$ ,  $D_{11} \rightarrow D_{44}$ ,  $\omega_{21} \rightarrow \omega_{42}$ ;  $\tilde{\theta} = \int_{-\infty}^t \tilde{\Omega}_e dt'$ .

Дальнейшее исследование построено на анализе предельных случаев доминирования какой-либо одной компоненты в системах (4)–(6) и (7)–(9).

## 2. Предельные случаи для $V$ - и $\Lambda$ -схем

Проанализируем сначала предельные случаи для  $V$ -схемы. Следуя [8], выделим амплитудную и фазовую части в обыкновенной и необыкновенной КМ компонентах  $\Omega_{o,e} = |\Omega_{o,e}| \exp(i\varphi_{o,e})$ , подставим данное представление в (4), (5) и получим

$$\frac{\partial |\Omega_{o,e}|}{\partial x} + \frac{n_{o,e}}{c} \frac{\partial |\Omega_{o,e}|}{\partial t} = -\frac{\alpha_{o,e}}{2} \frac{|\Omega_{o,e}| \sin \theta}{\sqrt{\tilde{\Omega}_e^2 + |\Omega|^2}}, \quad (10)$$

$$\frac{\partial \varphi_{o,e}}{\partial x} + \frac{n_{o,e}}{c} \frac{\partial \varphi_{o,e}}{\partial t} = -\alpha_{o,e} \frac{\tilde{\Omega}_e \sin^2(\theta/2)}{\tilde{\Omega}_e^2 + |\Omega|^2}. \quad (11)$$

Рассмотрим случаи преобладания КМ компонент  $|\Omega|^2 \gg \tilde{\Omega}_e^2$ . Выражение для площади импульса будет иметь вид  $\theta = 2 \int_{-\infty}^t |\Omega| dt'$ . Положим, что силы осцилляторов для переходов  $1 \leftrightarrow 2$ ,  $1 \leftrightarrow 4$  равны; другими словами, выполняется условие:  $d^2\omega_{21} = D_{41}^2\omega_{41}$  [3–7]. Кроме того, будем рассматривать случай равенства показателей преломления для КМ компонент  $n_o = n_e$ . Данные упрощающие предположения приводят к тому, что уравнения для обыкновенной и необыкновенной компонент (10) становятся идентичными. Тогда, предполагая совпадение начальных фаз, мы можем считать, что  $\varphi_o = \varphi_e = \varphi$ .

Умножая уравнение (10) для обыкновенной компоненты на  $2|\Omega_o|$ , а для необыкновенной компоненты на  $|\Omega_e|$ , а затем, складывая полученные уравнения и выполняя дифференцирование, получим

$$\frac{\partial |\Omega|}{\partial x} + \frac{n_o}{c} \frac{\partial |\Omega|}{\partial t} = -\frac{\alpha_o}{2} \sin \theta. \quad (12)$$

Вводя локальное время  $\tau = t - yn_o/c$ , перепишем (12) в следующем виде:

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial x \partial \tau} = -\alpha_o \sin \theta. \quad (13)$$

Полученное уравнение (13) представляет собой уравнение синус-Гордона и имеет решение в виде  $2\pi$ -солитона

$$|\Omega| = \frac{1}{\tau_p} \operatorname{sech}(\eta/\tau_p), \quad (14)$$

$$\theta = 4 \operatorname{arctg}[\exp(\eta/\tau_p)], \quad (15)$$

где  $\eta = (t - x/v)$ ,  $v$  – скорость распространения солитона,  $\tau_p$  – его временная длительность. Связь между длительностью солитона и скоростью его распространения задается соотношением

$$\frac{1}{v} = \frac{n_o}{c} + \frac{\alpha_o \tau_p^2}{2}. \quad (16)$$

Для КМ компонент  $\Omega_e$  и  $\Omega_o$  получаем следующие выражения

$$\Omega_o = \frac{\chi_o}{\sqrt{2}\tau_p} \operatorname{sech}(\eta/\tau_p), \quad (17)$$

$$\Omega_e = \frac{\chi_e}{\tau_p} \operatorname{sech}(\eta/\tau_p), \quad (18)$$

где параметры  $\chi_o$  и  $\chi_e$  удовлетворяют равенству

$$\chi_o^2 + \chi_e^2 = 1. \quad (19)$$

Решение для необыкновенной видеокомпоненты найдем, преобразуя правую часть уравнения (6):

$$\frac{\partial \sin^2(\theta/2)}{\partial t} = 2 \sin(\theta/2) \cos(\theta/2) \cdot \dot{\theta} = -\frac{2 \operatorname{sh}(\eta/\tau_p)}{\tau_p \operatorname{ch}^3(\eta/\tau_p)}.$$

Вводя обозначения  $\tilde{g}_e = \beta(1/v - \tilde{n}_e/c)$ ,  $g_o = \alpha_o(1/v - n_o/c)$ , получим

$$\tilde{\Omega}_e = -\tilde{g}_e \operatorname{sech}^2(\eta/\tau_p), \quad d\varphi/d\eta = g_o \tau_p^2 \tilde{\Omega}_e. \quad (20)$$

Из (20) видно, что воздействие необыкновенной видеокомпоненты приводит к фазовой модуляции КМ компонент.

Использование операторного метода ВКБ позволяет получить выражения для поведения населенностей уровней, определяемые через волновые компоненты [8]. Отталкиваясь от (14), (15) и (20), найдем выражения для поведения населенностей

$$\rho_{11} \approx \operatorname{th}^2(\eta/\tau_p), \quad \rho_{22} + \rho_{33} + \rho_{44} \approx \operatorname{sech}^2(\eta/\tau_p). \quad (21)$$

Таким образом, из (21) видно, что для  $V$ -схемы в случае доминирования КМ компонент реализуется двухчастотный режим СИП. Образующийся при этом симултон представляет собой два ортогонально поляризованных импульса (обыкновенная и необыкновенная составляющие). По мере распространения переднего фронта симултона молекулы переходят в возбужденное состояние, забирая энергию у импульса. Затем происходит индуцированное возвращение молекул в исходное состояние. Скорость импульса при этом замедляется согласно (16). Конкретное распределение молекул по возбужденным уровням определяется соотношением амплитуд КМ компонент в установившемся режиме (17)–(19).

Рассмотрим теперь случай преобладания необыкновенной видеокомпоненты ( $\tilde{\Omega}_e^2 \gg |\Omega|^2$ ), предполагая, что выполняются дополнительные условия  $n_o = n_e = \tilde{n}_e$ ,  $\alpha_o = \alpha_e$ . Уравнения для КМ компонент становятся идентичными для этого случая. Кроме того, выполняется соотношение

$$|\Omega|^2 / \tilde{\Omega}_e = -\alpha_o / \beta. \quad (22)$$

Чтобы получить данное выражение, необходимо рассмотреть систему (4)–(6) при доминировании видеокомпоненты. В этом случае мы получим аналог уравнения (12), в правой части которого будет дополнительный множитель  $|\Omega| / \tilde{\Omega}_e$ . Умножим это уравнение на  $|\Omega|$  и введем локальное время  $\tau$ . Проинтегрировав по этой переменной, разделим полученное уравнение на уравнение (6), преобразованное таким же образом. В результате придем к соотношению (22).

Так как  $\alpha_o > 0$  и  $\beta > 0$ , получаем из (22), что  $\tilde{\Omega}_e < 0$ , и можем переписать уравнение для необыкновенной видеокомпоненты в виде

$$\frac{\partial |\tilde{\Omega}_e|}{\partial x} + \frac{n_o}{c} \frac{\partial |\tilde{\Omega}_e|}{\partial t} = -\alpha_o \sin \theta_e, \quad (23)$$

где теперь  $\theta_e = 2 \int_{-\infty}^{\tau} |\tilde{\Omega}_e| dt$ .

Вводя в (23) локальное время и переменную  $\eta$ , получим уравнение синус-Гордона для необыкновенной видеокомпоненты типа (13) с точностью до замен  $\theta \rightarrow \theta_e$ ,  $\alpha_o \rightarrow 2\alpha_o$ . Решение этого уравнения имеет вид

$$\tilde{\Omega}_e = -\frac{1}{\tau_p} \operatorname{sech}(\eta/\tau_p) \quad (24)$$

Выражение для  $\theta_e$  имеет вид (15), а  $\tau_p$  связана со скоростью импульса соотношением (16) с точностью до замены  $\alpha_o \rightarrow 2\alpha_o$

Выражения для квазимонохроматических компонент с учетом (24) имеют вид

$$|\Omega_{o,e}| = |\Omega_{o,e}(0)| \cdot \operatorname{sech}(\eta/\tau_p), \quad (25)$$

где  $|\Omega_{o,e}(0)|$  – входные значения  $|\Omega_{o,e}|$ .

Фазовая модуляция компонент  $d\varphi/d\eta$  в рассматриваемом нами случае одинакова для обыкновенной и необыкновенной КМ компонент. Выражение для фазовой модуляции совпадает с (20).

При распространении импульса в случае преобладания необыкновенной видеокомпоненты населенности уровней остаются практически неизменными. Подобный эффект, называемый пленением населенностей, объясняется фазовой модуляцией [8]. Реализующийся при этом режим получил название НП [8].

Таким образом, при рассмотрении V-схемы было установлено, что в случае доминирования компонент возможны следующие нелинейные режимы прозрачности: СИП (преобладают КМ компоненты), необыкновенная прозрачность (преобладает необыкновенная видеокомпонента).

Перейдем к рассмотрению предельных случаев для A-схемы. Выделим амплитудную и фазовую составляющие в КМ компонентах, тогда система (7), (8) примет вид

$$\frac{\partial |\Omega_o|}{\partial x} + \frac{n_o}{c} \frac{\partial |\Omega_o|}{\partial t} = \alpha_o \frac{|\Omega_e|^2}{|\Omega|^2} \frac{|\Omega_o| \sin(\theta/2)}{\sqrt{\tilde{\Omega}_e^2 + |\Omega|^2}} \left( \cos \tilde{\theta} - \cos(\theta/2) \right), \quad (26)$$

$$\frac{\partial |\Omega_e|}{\partial x} + \frac{n_e}{c} \frac{\partial |\Omega_e|}{\partial t} = -\alpha_e \frac{|\Omega_e| \sin(\theta/2)}{\sqrt{\tilde{\Omega}_e^2 + |\Omega|^2}} \left( \cos \tilde{\theta} - \frac{|\Omega_e|^2}{|\Omega|^2} [\cos \tilde{\theta} - \cos(\theta/2)] \right), \quad (27)$$

$$\frac{\partial \varphi_o}{\partial x} + \frac{n_o}{c} \frac{\partial \varphi_o}{\partial t} = \alpha_o \frac{|\Omega_e|^2}{|\Omega|^2} \frac{\sin(\theta/2)}{\sqrt{\tilde{\Omega}_e^2 + |\Omega|^2}} \left( \sin \tilde{\theta} - \frac{\tilde{\Omega}_e}{\sqrt{\tilde{\Omega}_e^2 + |\Omega|^2}} \sin(\theta/2) \right),$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi_e}{\partial x} + \frac{n_e}{c} \frac{\partial \varphi_e}{\partial t} = & -\alpha_e \frac{\sin(\theta/2)}{\sqrt{\tilde{\Omega}_e^2 + |\Omega|^2}} \times \\ & \times \left( \sin \tilde{\theta} - \frac{|\Omega_e|^2}{|\Omega|^2} \left( \sin \tilde{\theta} - \frac{\tilde{\Omega}_e}{\sqrt{\tilde{\Omega}_e^2 + |\Omega|^2}} \sin(\theta/2) \right) \right), \end{aligned}$$

Рассмотрим случай преобладания КМ компонент. Отметим, что первое отличие  $\Lambda$ -схемы от  $V$ -схемы заключается в поведении фазовой модуляции. Как следует из (28), фазовая модуляция при доминировании КМ компонент пренебрежимо мала.

Наложение дополнительных упрощающих условий на силы осцилляторов и показатели преломления ( $\alpha_o = \alpha_e$ ,  $n_o = n_e = \tilde{n}_e$ ) позволяет путем сложения (26) и (27) получить уравнение

$$\frac{\partial |\Omega|}{\partial x} + \frac{n_o}{c} \frac{\partial |\Omega|}{\partial t} = -\frac{\alpha_o}{2} \frac{|\Omega_e|^2 \sin \theta}{|\Omega|^2}. \quad (28)$$

Отсюда и из (9) следует соотношение

$$|\Omega|^2 = \frac{\alpha_o}{\beta} \tilde{\Omega}_e. \quad (29)$$

Как видно из (29),  $\tilde{\Omega}_e$  – теперь положительная величина в отличие от режима СИП для  $V$ -схемы.

Сравнение (26), (27) говорит о том, что структура уравнений для КМ компонент не одинакова, поэтому при преобладании одной из них могут быть получены режимы, отличные от СИП. При доминировании необыкновенной КМ компоненты ( $|\Omega_e|^2 \gg |\Omega_o|^2$ ,  $\tilde{\Omega}_e^2$ ) реализуется СИП, аналогичная уже рассмотренной для  $V$ -схемы.

В случае же преобладания обыкновенной КМ компоненты в первом приближении мы можем не учитывать воздействие на эту компоненту среды [7] (см. (26)). Следуя [7], возьмем в качестве пробного решение солитонного типа

$$|\Omega_o| \approx |\Omega| = \frac{1}{\tau_p} \operatorname{sech}(\eta/\tau_p), \quad (30)$$

где теперь  $\eta = t - n_e x/c$ .

Тогда, пренебрегая кубическим членом в (27), а также учитывая, что  $\sin(\theta/2) \cdot \cos \theta \approx \sin(\theta/2)$ , получим уравнение для необыкновенной КМ компоненты. Решение этого уравнения имеет вид

$$|\Omega_e| = \Phi \left( t - \frac{n_e}{c} x \right) \exp(-\beta \tau_p x), \quad (31)$$

где  $\Phi(t - n_e x/c)$  – входной профиль необыкновенной КМ компоненты.

Выбрав исходный профиль для  $|\Omega_e|$  совпадающим с  $|\Omega|$ , т. е. представив его в виде  $\Phi(t - n_e x/c) = \Phi_m \cdot \operatorname{sech}[(t - n_e x/c)/\tau_p]$ , мы можем определить обратное влияние необыкновенной компоненты на обыкновенную. Используя (28), найдем

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x \partial t} + \frac{n_o}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) \theta = -\alpha \tau_p^2 \Phi_m^2 \exp(-2\beta \tau_p x) \sin \theta.$$

Решение данного уравнения

$$|\Omega| = \frac{1}{\tau_p} \operatorname{sech} \left[ \left( t - \frac{n_e}{c} x \right) / \tau_p - \frac{\tau_p^2 \Phi_m^2}{2} (1 - e^{-2\beta \tau_p x}) \right]. \quad (32)$$

Из (32) следует, что скорость распространения  $|\Omega_o| \approx |\Omega|$  определяется выражением

$$\frac{1}{v} = \frac{n_e}{c} + \beta \tau_p^4 \Phi_m^2. \quad (33)$$

Так как второе слагаемое мало, то скорость компоненты определяется только значением показателя преломления.

Выражение для необыкновенной видеокомпоненты может быть найдено из (29).

Населенности уровней по мере распространения импульса остаются практически неизменными. Подобный режим распространения импульса соответствует импульсному режиму ЭИП [7]. Обыкновенная компонента играет роль мощной накачки, а  $\Omega_e$  – роль пробного сигнала.

Рассмотрим теперь случай преобладания необыкновенной видеокомпоненты. Прежде всего отметим, что из (26) и из соотношения  $\tilde{\theta} \approx \theta/2$  следует, что обыкновенная КМ компонента практически не испытывает влияния среды по мере распространения импульса.

Уравнения для двух других компонент могут быть преобразованы так же, как это делалось при получении (29). Аналогом этого выражения будет

$$|\Omega_e|^2 = \frac{\alpha_e}{\beta} \tilde{\Omega}_e. \quad (34)$$

Используя это соотношение, а также (9), найдем решение для необыкновенной видеокомпоненты

$$\tilde{\Omega}_e = \frac{1}{\tau_p} \operatorname{sech}(\eta/\tau_p). \quad (35)$$

Соотношение (35) отличается от его аналога (24) только знаком.

Учитывая (34), получим

$$|\Omega_e|^2 = \frac{\alpha_e}{\beta\tau_p} \operatorname{sech}(\eta/\tau_p).$$

Таким образом, мы приходим к НП, подобной той, что была найдена для V-схемы. Отметим, что между режимами НП для различных схем имеется существенное отличие. Дело в том, что эффект пленения населенностей возникает в случае V-схемы при любом соотношении амплитуд КМ компонент. Для случая  $\Lambda$ -схемы реализация НП происходит только при выполнении дополнительного условия, что одна из КМ компонент значительно превосходит другую. Действительно, выражения для населенностей имеют вид

$$\rho_{44} \approx 0, \quad \rho_{22} = \rho_{33} \approx \frac{|\Omega_e|^2 |\Omega_o|^2}{|\Omega|^4}, \quad \rho_{11} \approx 1 - 2 \frac{|\Omega_e|^2 |\Omega_o|^2}{|\Omega|^4} \quad (36)$$

Дополнительный анализ поведения населенностей показывает, что наиболее эффективно молекулы переходят в возбужденное состояние при выполнении соотношения  $(\beta/\alpha_e)^2 = 1.5$  (предполагается, что входной профиль обыкновенной КМ компоненты представляет собой  $2\pi$ -импульс). При этом число молекул, перешедших в возбужденное состояние, составляет около 18% их общего числа.

Таким образом, характер распространения импульса при рассмотрении  $\Lambda$ -схемы существенным образом зависит от доминирующей компоненты. Здесь возможны как СИП (преобладание  $|\Omega_e|$ ), импульсная ЭИП (преобладание  $|\Omega_o|$ ), так и режим НП (преобладание  $\tilde{\Omega}_e$ ).

### Заключение

Проведенный в настоящей работе анализ позволил установить, что характер нелинейной прозрачности, возникающей при распространении трехкомпонентного резонансного импульса в среде анизотропных квантовых объектов, существенным



образом зависит как от вида доминирующей компоненты, так и от схемы квантовых переходов.

В общем случае компоненты импульса отличаются по структуре и по своим функциям. В то время как квазимонохроматические компоненты (обыкновенная и необыкновенная) вызывают переходы между уровнями, необыкновенная видеоконпонента (не имеет несущей частоты) приводит к сдвигу частот данных переходов.

При доминировании необыкновенной квазимонохроматической компоненты для случаев обеих схем наблюдается режим СИП, при котором молекулы переходят в возбужденное состояние, забирая энергию у соответствующей компоненты, а затем возвращаются обратно (21). Скорость импульса при этом уменьшается согласно (16). Отличие между режимами СИП, реализующимися в  $V$ - и  $\Lambda$ -схемах, заключается в том, что в первом случае необыкновенная видеоконпонента производит сильную фазовую модуляцию, а во втором подобная модуляция отсутствует.

При преобладании обыкновенной квазимонохроматической компоненты режимы прозрачности отличаются для случаев  $V$ - и  $\Lambda$ -схем. Для первой схемы реализуется уже известная СИП, а для второй – импульсная ЭИП. В последнем случае импульс распространяется, практически не испытывая влияния среды (33).

Доминирование необыкновенной видеоконпоненты приводит для обеих схем к режиму необыкновенной прозрачности. Отличительной особенностью  $\Lambda$ -схемы является то, что поведение населенностей определяется не только преобладающей компонентой, но и соотношением между квазимонохроматическими составляющими импульса (36).

В настоящей работе рассмотрен случай, когда импульс распространяется перпендикулярно к оптической оси. При такой геометрии, как было отмечено выше, роли компонент дифференцированы. В дальнейшем представляет интерес рассмотреть более общий случай, когда угол между направлением распространения импульса и оптической осью среды является произвольным.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 05-02-16442а).

### Summary

*M.B. Krylov, S.V. Sazonov.* Nonlinear transparency modes for the three-component ordinary-extraordinary pulse in the media of anisotropic quantum objects.

The transparency modes, taking place during the electromagnetic pulse propagation in the media of anisotropic quantum objects, were studied. It was considered the case of perpendicular to the optic axis propagation of the pulse, when the resonant pulse constituents induce the quantum transitions, and the low frequency extraordinary component produces the frequency shift of these transitions. It was found out that the pulse propagation mode is mainly determined by the prevailed component. It was shown that regimes of self-induced and extraordinary transparencies are possible in case of  $V$ -scheme of quantum transitions. The last is characterized by the domination of extraordinary component, the trapping of the population effect and the strong decrease of the pulse velocity. At the same time the electromagnetic transparency mode is possible in the case of  $\Lambda$ -scheme.

### Литература

1. *McCall S.L., Hahn E.L.* Self-induced transparency // *Phys. Rev.* – 1969. – V. 183. – P. 457–485.
2. *Harris S.E.* Electromagnetically induced transparency // *Phys. Today.* – 1997. – V. 50, No 7. – P. 36–42.

3. *Konopnicki M.J., Eberly J.H.* Simultaneous propagation of short different-wavelength optical pulses // *Phys. Rev. A.* – 1981. – V. 24, No 5. – P. 2567–2583.
4. *Маймистов А.И.* Строгая теория самоиндуцированной прозрачности при двойном резонансе в трехуровневой среде // *Квант. Электрон.* – 1984. – Т. 11, № 3. – С. 567–575.
5. *Большов Л.А., Лиханский В.В.* Когерентное взаимодействие импульсов излучения с резонансными многоуровневыми средами // *Квант. Электрон.* – 1985. – Т. 12, № 7. – С. 1339–1364.
6. *Большов Л.А., Лиханский В.В., Персианцев М.И.* К теории когерентного взаимодействия импульсов света с резонансными многоуровневыми средами // *ЖЭТФ.* – 1983. – Т. 84, № 3. – С. 903–911.
7. *Сазонов С.В.* Нелинейные режимы распространения импульсов в многоуровневых квантовых средах // *Оптика и спектроскопия.* – 2003. – Т. 95, № 3. – С. 666–674.
8. *Сазонов С.В.* Эффекты резонансной прозрачности в анизотропной среде с постоянным дипольным моментом // *ЖЭТФ.* – 2003. – Т. 124, № 4(10). – С. 803–819.
9. *Заболотский А.А.* Усиление предельно коротких импульсов в оптической среде // *ЖЭТФ.* – 2002. – Т. 121, № 5. – С. 1012–1027.

Поступила в редакцию  
10.02.06

---

**Сазонов Сергей Владимирович** – доктор физико-математических наук, профессор кафедры теоретической физики Российского государственного университета им. Иммануила Канта, г. Калининград.

E-mail: [barab@newmail.ru](mailto:barab@newmail.ru)

**Крылов Михаил Борисович** – студент Российского государственного университета им. Иммануила Канта, г. Калининград.