

ГЛУБИНА МОДУЛЯЦИИ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ПЕРЕХОДНЫХ РЕШЕТОК ПРИ НЕВЫРОЖДЕННОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

Н. Л. Невельская и Е. И. Штырков

Изучен процесс формирования переходных пространственных решеток населенностей в резонансной среде при неодновременном ее возбуждении импульсными пучками света различной частоты. Исследована зависимость спектрального коэффициента глубины модуляции решеток от частотной расстройки импульсов возбуждения и мощности накачки.

Явление формирования пространственных решеток в резонансной среде при неодновременном ее возбуждении импульсными пучками света относится к классу оптических переходных квантовых процессов [1], интенсивно изучаемых в настоящее время. На возможность формирования пространственных решеток в разнесенных во времени пучках света впервые указывалось в работе [2], где рассматривался случай воздействия импульсных пучков света одинаковой частоты на среду с однородным характером уширения перехода. При этом было показано, что решетки формируются только при достаточно длинной фазовой памяти системы. Поэтому длительность импульсов δt_1 , δt_2 и задержка между ними τ должны быть гораздо меньше времен поперечной T_2 и продольной T_1 релаксаций

$$\delta t_1, \delta t_2 < \tau < T_2, T_1. \quad (1)$$

Тогда к моменту прихода второго импульса поляризация, наведенная в среде первым импульсом, не успевает релаксировать к равновесному значению. Это приводит к периодическому пространственному перераспределению оптических характеристик среды, которые зависят от изменения продольной компоненты вектора Блоха, связанной с вероятностью распределения разности заселенностей уровней основного и возбужденного состояний [1]. Экспериментально индуцирование пространственных решеток разности населенностей уровней в резонансной среде при возбуждении ее разнесенными во времени полями впервые было продемонстрировано в рубине [3] и в газах [4]. Спектральные и пространственно-временные характеристики таких решеток в резонансных средах с неоднородноуширенным спектром подробно изучались в работе [5] для случая совпадения частот волн накачки.

Однако вырожденное по частоте взаимодействие не позволяет исследовать характер интерференции когерентных суперпозиционных состояний атомов, принадлежащих разным участкам спектра. Поэтому в данной работе мы рассмотрели случай невырожденного взаимодействия, когда различные области спектра возбуждаются неколлинеарными разнесенными во времени импульсами накачки

$$E(t) = \begin{cases} \mathcal{E}_1 \exp i(\omega_1 t - \mathbf{k}_1 \mathbf{r}) + \text{к. с.} & 0 < t < \delta t_1, \\ 0 & \delta t_1 < t < \delta t_1 + \tau, \\ \mathcal{E}_2 \exp i(\omega_2 t - \mathbf{k}_2 \mathbf{r}) + \text{к. с.} & \delta t_1 + \tau < t < \delta t_1 + \tau + \delta t_2. \end{cases} \quad (2)$$

Предположим, что среда представляет собой неоднородноуширенный ансамбль двухуровневых атомов. Вследствие этого расчет когерентных нестационарных процессов, возникающих в системе при выполнении условия (1),

можно проводить на основе поэтапного решения уравнения Шредингера в форме оптических уравнений Блоха [1]. Данное уравнение имеет аналитическое решение для случая достаточно сильных полей возбуждения ($\Omega_1, \Omega_2 > T_2^{-1}$, где Ω_1, Ω_2 — частоты Раби первого и второго импульсов). Этот случай интересен еще и тем, что дыры выжигания в спектре поглощения среды будут приобретать добавочное уширение, зависящее от мощности приложенных полей. Следовательно, в процессах взаимодействия будет принимать участие широкая область изохромат неоднородноуширенной линии поглощения среды. Используя результаты работы [5], можно найти вид функций, описывающих поведение продольных и поперечных компонент вектора Блоха, которые в свою очередь связаны соответственно с инверсией и поляризацией среды [1].

Рассмотрим сначала характер распределения продольной компоненты вектора Блоха для отдельной изохроматы с собственной частотой ω при расстройках $\Delta_1 = \omega - \omega_1, \Delta_2 = \omega - \omega_2$. В случае преобладания неоднородного уширения перехода при условии (1) инверсия имеет вид

$$F_3(\omega, \mathbf{r}) = NH(\omega - \omega_0) \left\{ D(\omega) + C(\omega) \exp\left(-\frac{\tau}{T_2}\right) \sin[\delta\mathbf{k}\mathbf{r} + \varphi(\omega)] \right\} \quad (3)$$

для интервала времени $\delta t_1 + \tau + \delta t_2 > t > \delta t_1 + \tau$. Здесь $\delta\mathbf{k} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$ — вектор решетки, $H(\omega - \omega_0)$ — нормированная гауссова функция формы линии, ω_0 — центральная частота линии, N — концентрация частиц в единице объема. Как видно из (3), функция $F_3(\omega)$, как и ранее [2, 5], имеет вид пространственной решетки с вектором $\delta\mathbf{k}$. Спектральные коэффициенты $D(\omega)$, $C(\omega)$ и $\varphi(\omega)$ сложным образом зависят от параметров импульсов накачки и от характеристик атомного перехода. В случае коротких импульсов, когда процессами релаксаций в течение действия импульсов можно пренебречь (при $\delta t_1, \delta t_2 < T_2$), эти функции будут иметь следующий вид:

Функция $D(\omega)$ определяет форму дыры выжигания в спектре поглощения системы

$$\left. \begin{aligned} D(\omega) &= D_1 D_2, \\ D_\mu &= \left[1 - \frac{\Omega_\mu^2}{2} f_\mu^2 \right]. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Функция $C(\omega)$ характеризует углубину модуляции решеток

$$\left. \begin{aligned} C(\omega) &= C_1 C_2, \\ C_\mu &= \Omega_\mu f_\mu \sqrt{1 - \frac{\Omega_\mu^2}{4} f_\mu^2}. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Фаза формируемых решеток определяется изменением функции $\varphi(\omega)$

$$\begin{aligned} \varphi(\omega) &= \varphi_0 + \alpha + \beta, \quad \varphi_0 = \Delta_1 \tau + \Delta(\delta t_1 + \tau), \\ \alpha &= \arctg \left\{ -\frac{\Omega_{10}}{\Delta_1} \operatorname{ctg} \frac{\theta_1(\omega)}{2} \right\}, \quad \beta = \arctg \left\{ \frac{\Delta_2}{\Omega_{20}} \operatorname{tg} \frac{\theta_2(\omega)}{2} \right\}. \end{aligned} \quad (6)$$

При этом

$$f_\mu = \frac{\sin\left(\frac{\Omega_{\mu 0} \delta t_\mu}{2}\right)}{\frac{\Omega_{\mu 0}}{2}}, \quad (7)$$

$\Omega_{\mu 0} = \sqrt{\Delta_\mu^2 + \Omega_\mu^2}$, $\theta_\mu(\omega) = \delta t_\mu \Omega_{\mu 0}$ — обобщенная импульсная площадь μ -го импульса, $\theta_\mu = \delta t_\mu \Omega_\mu$ — импульсная площадь μ -го импульса, $\Omega_\mu = p \mathcal{E}_\mu / \hbar$ — частота Раби, $\Delta = \omega_1 - \omega_2$, p — дипольный момент перехода, \hbar — постоянная Дирака, $\mu = 1, 2$.

Изменение коэффициента $D(\omega)$ в зависимости от величины Δ расстройки импульсов возбуждения друг относительно друга представлено на рис. 1, а. При больших значениях Δ в спектре поглощения среды имеются две отдельные дыры выжигания. Положение, ширина и форма каждой из них определяется, как и в обычном случае, параметрами соответствующего импульса. При уменьшении

расстройки происходит перекрытие провалов и слияние их в одну более широкую дыру выжигания сложной формы. Частотное перекрытие этих провалов определяет спектральную область формирования решеток (рис. 1, б). Границы этой области определяются совокупностью двух причин: расстройкой между центрами линий возбуждений Δ и амплитудой приложенных полей, т. е. частотой Раби Ω_p . Следует отметить, что ширина всей области формирования решеток не зависит от длительности импульсов возбуждения. Изменение только времени воздействия приводит всего лишь к перераспределению функции $C(\omega)$ в гра-

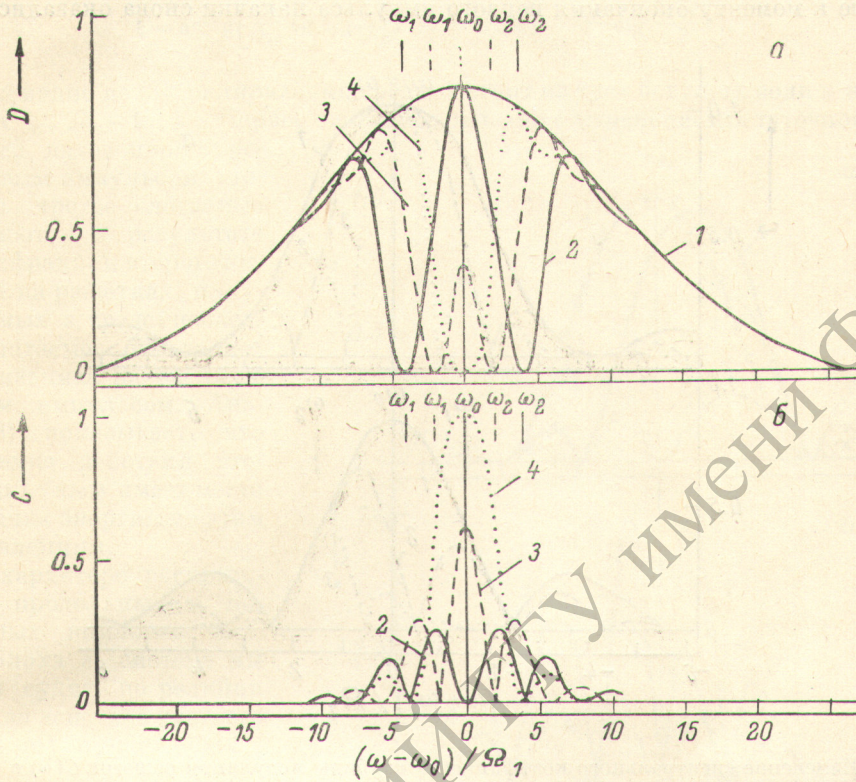


Рис. 1. Изменения спектральных коэффициентов при различных расстройках импульсов возбуждения при $(\pi/2 - \pi/2)$ -взаимодействии ($\Omega_1 = \Omega_2 = 1/10T_2^2$).
 а — изменение коэффициента $D(\omega)$, б — изменение коэффициента глубины модуляции решеток $C(\omega)$.
 1 — гауссова форма линии, 2 — $\Delta = 8\Omega_1$, 3 — $\Delta = 4\Omega_1$, 4 — $\Delta = 0$.

ницах, которые, как уже подчеркивалось, определяются только мощностью и расстройкой импульсов возбуждения.

Как видно из рис. 1, б, при больших значениях Δ распределение глубины модуляции $C(\omega)$ состоит из ряда расплывчатых максимумов. При уменьшении Δ на фоне слабых побочных максимумов спектрального распределения $C(\omega)$ выделяются сильные ярко выраженные максимумы.

Зависимость $C(\omega)$ от мощности приложенных полей проявляется в сужении области формирования решеток при уменьшении амплитуды хотя бы одного из импульсов. Наглядно эта зависимость представлена на рис. 2, а, где рассмотрен случай вырожденного взаимодействия ($\Delta = 0$).

Одновременное уменьшение амплитуды импульсов и увеличение расстройки Δ приводит к уменьшению высоты главных максимумов и смещению их в сторону более слабых полей (рис. 2, б). Как показал анализ выражений (4), (5), (6), все эти изменения можно объяснить ослаблением степени воздействия импульсов на изохроматические группы, удаленные от центров возбуждения ω_1 и ω_2 . Границы воздействия каждого импульса в свою очередь определяются амплитудой возмущения. Поэтому при уменьшении амплитуды область воздействия импульса также уменьшается. Можно показать, что при расстройке волн

накачки относительно друг друга $\Delta \geq 4 (\Omega_1 + \Omega_2)$ высота максимумов спектрального распределения $C(\omega)$ уменьшается практически до 25%. При еще больших расстройках Δ и неизменных амплитудах полей накачки решетки не формируются вообще ($C(\omega) = 0$). Интересно рассмотреть вопрос динамики формирования решеток во время подачи второй волны накачки. Из (4), (5) (6) следует, что распределение коэффициента глубины модуляции решеток связано с обобщенными импульсными площадями $\theta_p(\omega)$, т. е. с условиями подготовки когерентных суперпозиционных состояний системы атомов. При этом те атомы, которые к моменту окончания первого импульса накачки снова оказались в ос-

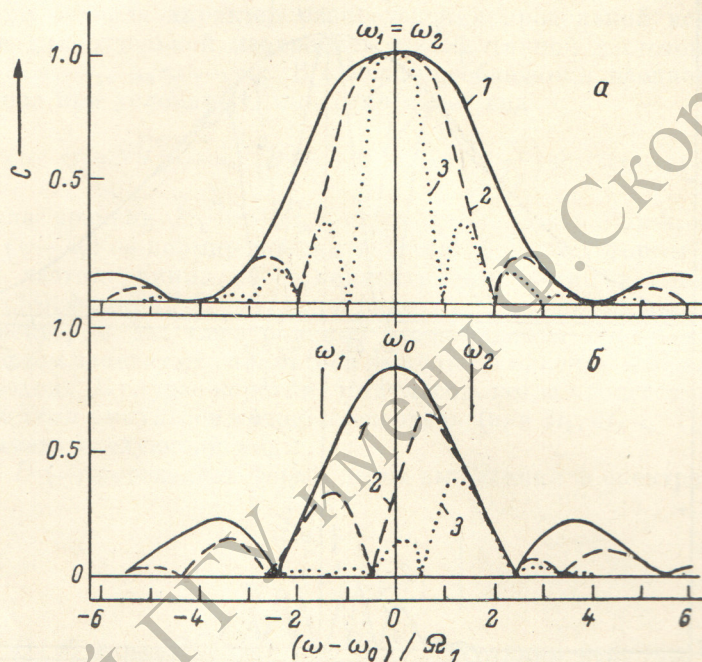


Рис. 2. Изменение спектрального коэффициента глубины модуляции решеток $C(\omega)$ в зависимости от напряженности приложенных полей.

$a - \omega_1 = \omega_2, \Delta = 0, b - \Delta = 3\Omega_1, 1 - \Omega_1 = \Omega_2, 2 - \Omega_1 = 2\Omega_2, 3 - \Omega_1 = 4\Omega_2.$

новом невозбужденном состоянии, уже не будут участвовать в процессе формирования решеток, так как к моменту подачи второго импульса накачки у них отсутствует неравновесная поляризация. В этом случае $C(\omega) = 0$ при любом значении θ_2 , изменяющемся во время действия второго импульса. Для других групп атомов, обладающих наведенной первым импульсом неравновесной поляризацией, глубина модуляции изменяется при изменении во времени θ_2 (рис. 3, а, в). Сравнивая рис. 3, а и б, можно проследить за влиянием начальных условий. Изменение параметра θ_1 от $\pi/2$ до π при одном и том же значении $\theta_2 = \pi/2$ приводит к перераспределению функции $C(\omega)$, т. е. появляются уже другие группы атомов, не участвующие в формировании решеток. Так как распределение глубины модуляции и фаза решеток $\varphi(\omega)$ изменяются на стадии действия второго импульса, то в это время формируются бегущие пространственные решетки [5], амплитуда которых изменяется во времени (рис. 3, а, в). В момент окончания действия второго импульса движение решеток прекращается, и в среде «замораживается» целая серия решеток, соответствующих различным изохроматам.

Рассмотрим поведение поляризации среды при ее накачке волнами (2). Удельная поляризация системы находится через поперечные компоненты вектора Блоха [1] решением, аналогичным [5]. В течение действия второго импульса она будет следующей:

$$P = Np \int_{-\infty}^{\infty} H(\omega - \omega_0) \left\{ \exp\left(-\frac{\tau}{T_2}\right) \left[C_1 \sqrt{1 - \frac{\Omega_2^2}{\Omega_{20}^2}} \sin \theta_2(\omega) \cos [\omega_2 t - \mathbf{k}_1 \mathbf{r} + \varphi_0 + \alpha + \xi] + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{4} C_1 f_2^2 \Omega_2^2 \cos [\omega_2 t - \mathbf{k}_1 \mathbf{r} + \varphi_0 + \alpha] + \frac{1}{4} C_1 f_2^2 \Omega_2^2 \cos [\omega_2 t - (2\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1) \mathbf{r} - \varphi_0 - \alpha] + \right. \right. \\ \left. \left. + C_2 D_1 \cos [\omega_2 t - \mathbf{k}_2 \mathbf{r} + \psi] \right\} d\omega, \quad (8)$$

$$\xi = \text{arctg} \left[\frac{\Delta_2}{\Omega_{20}} \text{tg} \theta_2(\omega) \right], \quad \psi = \text{arctg} \left[-\frac{\Omega_{20}}{\Delta_2} \text{ctg} \frac{\theta_2(\omega)}{2} \right].$$

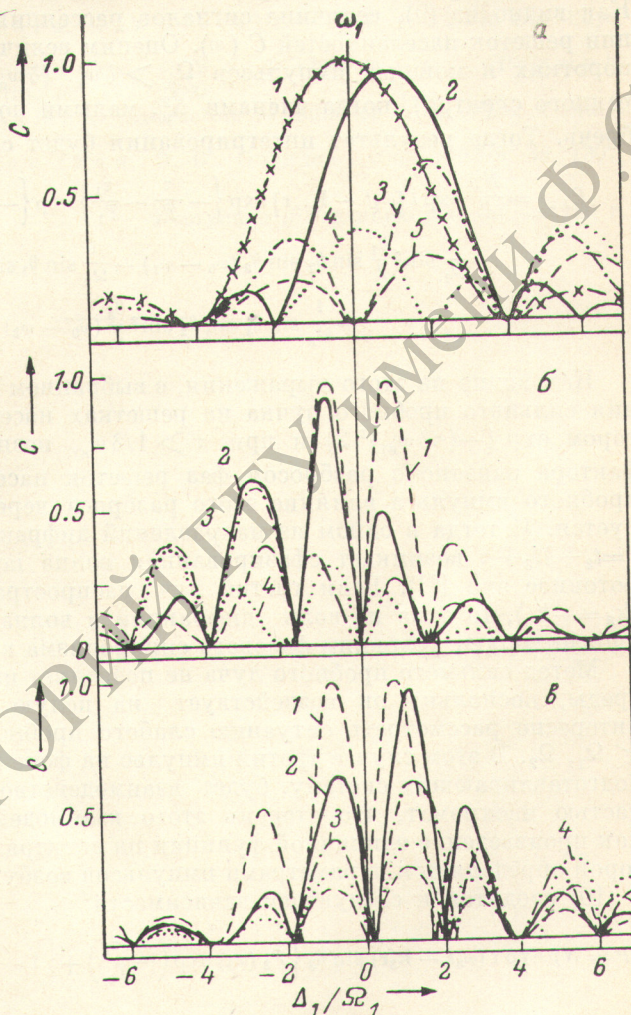
Как видно из (8), поляризация среды состоит из трех бегущих волн в направлениях \mathbf{k}_1 , $2\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1$, \mathbf{k}_2 . Первое слагаемое связано с изменением остаточной поляризации, наведенной в среде первым импульсом; второе и третье слагаемые появляются в результате самодифракции второго импульса на решетках, индуцируемых в среде; последнее слагаемое определяет поляризацию, наведенную вторым импульсом. Анализ (8) показывает, что в течение действия второго импульса имеет место перекачка энергии по этим направлениям.

О характере распределения продольных и поперечных компонент вектора Блоха в системе мы можем судить по реакции среды на действие третьего (пробного) пучка света

$$E_3 = \varepsilon_3 \exp [i(\omega_3 t - \mathbf{k}_3 \mathbf{r})] + \text{к. с.},$$

Рис. 3. Изменение коэффициента глубины модуляции решеток $C(\omega)$ при различных условиях возбуждения и различных расстройках ($\Omega_1 = \Omega_2$).

a — $(\pi/2 - \pi/2)$ -взаимодействие, b — $(\pi - \pi/2)$ -взаимодействие, ε — $(\pi/2 - \pi)$ -взаимодействие. 1 — $\Delta = 0$, 2 — $\Delta = 2\Omega_1$, 3 — $\Delta = 4\Omega_1$, 4 — $\Delta = 8\Omega_1$.



где $\delta t_1 + \tau + \delta t_2 + \tau_1 = t_3 \leq t \leq t_3 + \delta t_3$, τ_1 — интервал между окончанием второго и началом третьего импульсов. Определив поперечные компоненты вектора Блоха, можно убедиться, что, когда мощность пробного луча сравнима с мощностью волн накачки, реакция системы на пробный луч в момент его воздействия будет состоять из волн поляризации, бегущих в направлениях \mathbf{k}_3 , $\mathbf{k}_3 \pm \delta \mathbf{k}$, $2\mathbf{k}_3 - 2\mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_1$, $2\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1$, \mathbf{k}_1 , \mathbf{k}_2 , $2\mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_1$, $2\mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_2$. Все когерентные отклики системы, кроме первых двух, исчезают при $\tau_1 > T_2$, так как в этом случае к приходу третьего импульса неравновесное когерентное суперпозиционное состояние системы уже разрушается. Волны поляризации в направлениях $\mathbf{k}_{\theta \pm} = \mathbf{k}_3 \pm \delta \mathbf{k}$ возникают

в результате дифракции пробного луча на решетках населенностей, поэтому даже при $\tau_1 > T_2$ они могут возникнуть, если τ_1 не превосходит времени продольной релаксации T_1 . Характер распределения волн поляризации в направлениях $\mathbf{k}_{\theta_{\pm}}$ и \mathbf{k}_3 определяется интегралами

$$P_{\mathbf{k}_{\theta_{\pm}}} = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} H(\omega - \omega_0) N p \exp\left(-\frac{\tau_1}{T_1}\right) C(\omega) C_3(\omega) \sin[\omega_3 t - \mathbf{k}_{\theta_{\pm}} \mathbf{r} \pm \varphi(\omega) + \vartheta(\omega)] d\omega. \quad (9)$$

$$P_{\mathbf{k}_3} = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} H(\omega - \omega_0) N p \cos(\omega_3 t - \mathbf{k}_3 \mathbf{r} + \vartheta) C_3(\omega) \left[D \exp\left(-\frac{\tau_1}{T_1}\right) + 1 - \exp\left(-\frac{\tau_1}{T_1}\right) \right] d\omega, \quad (10)$$

где $\vartheta = \arctg \left[-\frac{\Omega_{30}^2}{\Delta_3^2} \operatorname{ctg} \frac{\theta_3(\omega)}{2} \right]$, а $C_3(\omega)$ определяется из (5) и (7) при $\mu=3$. Как видно из (9), величина сигналов рассеяния зависит от глубины модуляции решеток населенностей $C(\omega)$. Оценим величину этих сигналов для случая коротких и мощных импульсов $\Omega_{\mu} > \delta \omega_{ny}$ ($\delta \omega_{ny}$ — ширина неоднородношеренного спектра), когда членами Δ_{μ}^2 , малыми по сравнению Ω_{μ}^2 , можно пренебречь. Тогда результат интегрирования будет следующим:

$$P_{\mathbf{k}_{\theta_{\pm}}} = \frac{N p}{2} \exp i[\omega_3 t - \mathbf{k}_{\theta_{\pm}} \mathbf{r}] \exp \left\{ -\frac{\tau}{T_2} - \frac{\tau_1}{T_1} \right\} \exp \left\{ -\frac{1}{2} (\tau \delta \omega_{ny})^2 \right\} \left\{ \sin \theta_1 \sin \theta_2 \sin \theta_3 - \right. \\ \left. - \frac{i}{\Omega_1} \sin^2 \frac{\theta_1}{2} \sin \theta_2 \sin \theta_3 (\omega_0 - \omega_1) - \frac{i}{\Omega_2} \sin \theta_1 \sin^2 \frac{\theta_2}{2} \sin \theta_3 (\omega_0 - \omega_2) + \right. \\ \left. + \frac{i}{\Omega_3} \sin \theta_1 \sin \theta_2 \sin^2 \frac{\theta_3}{2} (\omega_0 - \omega_3) \right\} + \text{к. с.} \quad (11)$$

Как видно из этого выражения, в выбранном приближении сигналы рассеяния сильного пробного пучка на решетках населенностей определяются фактором $\exp \left\{ -(\tau \delta \omega_{ny})^2 / 2 \right\}$ и при $\tau > 1/\delta \omega_{ny}$ незначительны. Появление этого фактора связано с разбросом фаз решеток населенностей. После окончания пробного импульса влияние этого разброса через некоторое время компенсируется. И тогда в одном из направлений дифракции $\mathbf{k}_3 - \delta \mathbf{k}$ в момент времени $t = t_3 + \delta t_3 + \tau$ возникает сфазированная волна поляризации (стимулированное фотонное эхо [6]). Если третий луч распространяется навстречу второму ($\mathbf{k}_3 = -\mathbf{k}_2$), то одна из волн дифракции и волна стимулированного эха точно удовлетворяют условиям фазового синхронизма в направлении $-\mathbf{k}_1$ [7].

Метод сильного пробного луча не позволяет изучать спектральные свойства среды, поскольку он воздействует на целую группу изохромат. Поэтому интересно рассмотреть ситуацию слабого пробного луча, когда $1/T_2 < \Omega_3 < \Omega_1, \Omega_2$. В этом случае третий импульс на фоне двух предыдущих импульсов, подготавливающих систему, будет взаимодействовать с настолько узкой областью изохромат, что степень этого взаимодействия можно рассматривать как произведение единичной функции на спектральную функцию, значение которой определяется параметрами импульсов возбуждения. Тогда выражения (9) и (10) сводятся к следующей зависимости:

$$P = N p \exp i(\omega_3 t - \mathbf{k}_3 \mathbf{r}) \sin \theta_3 \left\{ F_3(\omega_3) \exp\left(-\frac{\tau_1}{T_1}\right) + \left[1 - \exp\left(-\frac{\tau_1}{T_1}\right) \right] H(\omega_3 - \omega_0) \right\} + \text{к. с.} \quad (12)$$

Как следует из (3) и (12), в случае оптически тонкой среды за образцом, как и в случае сильного пробного импульса, будут распространяться три луча. Интенсивность каждого из них также определяется спектральными коэффициентами $D(\omega)$ и $C(\omega)$, но уже соответствующими определенной изохроматической группе, частота которой совпадает с частотой пробного луча. Следовательно, по величине сигналов дифракции путем сканирования пробного луча по частоте можно получить информацию об изменениях, происшедших в различных участках спектра среды под воздействием мощных импульсов. Кроме того, поскольку рассматривается реакция не всей системы, а лишь одной определенной изохроматической группы, то на временную раздвижку между двумя первыми

импульсами не будет налагаться столь жесткое условие, как $\tau < T_2^*$. Достаточно, чтобы τ было меньше времени T_2 .

Таким образом, неодновременное невырожденное взаимодействие позволяет исследовать спектральные и временные параметры излучения и атомных систем путем создания в среде когерентных пространственных осцилляций разности населенностей уровней.

Литература

- [1] Л. Аллен, Дж. Эберли. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. «Мир», М., 1978.
- [2] Е. И. Штырков. Опт. и спектр., 45, 603, 1978; Е. И. Штырков. Голографические методы исследований, 118. ЛИЯФ, Л., 1978.
- [3] Е. И. Штырков, В. С. Лобков, Н. Г. Ярмухаметов. Письма ЖЭТФ, 27, 685, 1978.
- [4] T. W. Mossberg, R. Kachru, E. Whittaker, S. R. Hartman. Phys. Rev. Lett., 43, 851, 1979.
- [5] E. I. Shtyrkov, N. L. Nevelskaya, V. S. Lobkov, N. G. Yarmukhametov. Phys. Sts. Sol. (b), 98, 473, 1980.
- [6] N. A. Kurnit, S. R. Hartman. Interaction of radiation with solids. Plenum, New York, 1967.
- [7] С. М. Захаров, Э. А. Манькин, Э. В. Онищенко. ЖЭТФ, 59, 1307, 1970.

Поступило в Редакцию 4 октября 1980 г.