

Флуктуации энергии стоксовых импульсов резонансного когерентного ВКР

Н.И.Шамров

В пренебрежении заселением конечного уровня рамановского перехода получены аналитическое решение уравнений резонансного когерентного ВКР для систем с длиной активной среды, меньшей длины волны падающего излучения, и численное решение – для протяженных систем. Найдена функция распределения стоксовых импульсов по энергиям. При ненасыщенном усилении спонтанной эмиссии обнаружены крупномасштабные (около 100 %) флуктуации энергии стоксова излучения.

Ключевые слова: флуктуация, резонансное ВКР, функция распределения.

Введение

Комбинационное рассеяние (КР) лазерного излучения в условиях сохранения фазовой памяти рассеивающих центров, сопровождаемое заселением одного из промежуточных уровней, получило название резонансного переходного (нестационарного) или когерентного (кооперативного) ВКР [1–9]. К настоящему времени установлен ряд свойств этого явления. В частности, когда возбуждение производится импульсом ступенчатой формы при поперечном возбуждении (пространственно-однородная модель) стоксово излучение резонансного когерентного ВКР имеет вид моноимпульса [5], а при учете эффектов распространения (продольное возбуждение) оно представляет собой совокупность затухающих импульсов [6, 7, 9].

При высокой мощности лазерного импульса в рассеянии участвует значительное число молекул и оно проявляет кооперативные свойства [5, 7]. Кроме того, возбуждающая и стоксова волны испытывают модуляцию [1, 2, 4–7], обусловленную осцилляциями населенностей под действием падающего излучения [4, 6]. При когерентном КР 2π -импульсов в условиях слабого рассеяния возможно образование стационарных стоксовых мод [3], а в нелинейном случае происходит полное преобразование импульса накачки в стоксов импульс [8].

В работах [1–9] излучение на смещенной частоте формируется в результате усиления либо входного стоксова сигнала [1–4, 8], либо спонтанной стоксовой эмиссии [1–7, 9]. В последнем случае, однако, не принимается во внимание стохастическая природа начала ВКР-усиления. В то же время, поскольку место и время зарождения первых стоксовых фотонов, а также направление их распространения – случайны, можно ожидать, что и стоксов импульс, развившийся из спонтанного шума, будет обнаруживать случайные изменения формы и энергии. Дей-

ствительно, подобного рода флуктуации найдены экспериментально [10–12] и довольно хорошо изучены теоретически [13–17] для нерезонансного ВКР. Близость частоты возбуждающего излучения к одной из частот промежуточного перехода может вызвать ранее не наблюдавшиеся особенности этого явления.

Цель настоящей работы – исследование в рамках полуклассического подхода статистических свойств энергии стоксова излучения резонансного когерентного ВКР при точном резонансе в пренебрежении изменением населенности конечного уровня рамановского перехода. Рассматриваются как протяженные системы, так и системы с длиной, много меньшей длины волны падающего излучения.

1. Основные уравнения

Пусть на комбинационно-активную среду, представленную одинаковыми атомами, падает лазерная волна с частотой ω_L

$$E_L(\mathbf{r}, t) = \mathbf{e}_L E_L(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega_L t) + \text{компл. сопр.}, \quad (1)$$

где \mathbf{e}_L – единичный вектор поляризации; E_L – амплитуда лазерной волны.

Считаем выполненными неравенства

$$|\omega_L - \omega_{31}| \ll |\omega_L - \omega_{ix}|, \omega_{21},$$

$$|d_{ix} E_L|, |d_{ix} E_s| \ll \hbar |\omega_L - \omega_{ix}|, \hbar |\omega_s - \omega_{ix}|, \quad (2)$$

$$|d_{32} E_L|, |d_{31} E_s| \ll \hbar \omega_{21}. \quad (3)$$

Здесь $\omega_s = \omega_L - \omega_{21}$ – центральная частота рассеянной (стоксовой) волны; ω_{ix} , d_{ix} и $d_{\beta\alpha}$ – частоты и дипольные моменты переходов молекулы, где α, β ($\alpha \neq \beta$) = 1, 2, 3 – актуальные для рассеяния уровни, $i = 4, 5, \dots$ – все остальные уровни (переход $|1\rangle - |2\rangle$ дипольно запрещен); E_s – амплитуда стоксовой волны. Неравенства (2) позволяют ограничиться тремя уровнями (рис.1) и пренебречь антистоксовым рассеянием. Благодаря неравенствам (3) можно не учитывать переходы $|2\rangle - |3\rangle$ под действием поля E_L и переходы $|1\rangle - |3\rangle$ под действием поля E_s .

Мордовский государственный педагогический институт им. М.Е.Евсевьева, физико-математический факультет, Россия, 430007 Саранск, ул. Студенческая, 11-а; эл. почта: mgpi@si.moris.ru

Поступила в редакцию 24 мая 2000 г.

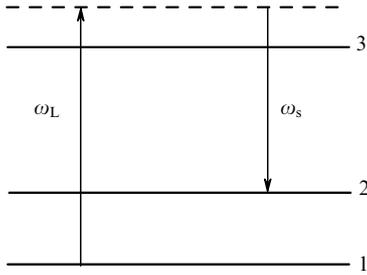


Рис.1. Схема энергетических уровней.

В одномерном приближении стоксово поле определяется выражением [18]

$$E_s(z, t) = -\frac{2\pi}{c} \int_0^L \dot{P}_s \left(t - \frac{|z - z'|}{c} \right) dz', \quad (4)$$

где ось z направлена вдоль образца длиной L .

Поляризация среды на частоте ω_s имеет вид [6, 7]

$$P_s(z, t) = e_s n d_{23} R_{32}(z, t) \exp(-i\omega_s t) + \text{компл. сопр.} \quad (5)$$

Здесь $R_{32}(z, t)$ – амплитуда недиагонального элемента матрицы плотности перехода $|3\rangle - |2\rangle$, т. е. $\rho_{32}(z, t) = R_{32}(z, t) \exp(-i\omega_s t)$; n – концентрация атомов; e_s – единичный вектор поляризации стоксовой волны.

Выделим в стоксовом поле быструю зависимость от времени:

$$E_s(z, t) = e_s E_s(z, t) \exp(-i\omega_s t) + \text{компл. сопр.} \quad (6)$$

Подставляя выражения (5), (6) в формулу (4) и пренебрегая производными медленно меняющихся амплитуд, найдем

$$E_s(z, t) = -\frac{2\pi\omega_s}{c} n d_{23} \int_0^L \dot{R}_{32} \left(z', t - \frac{|z - z'|}{c} \right) \times \exp\left(i\omega_s \frac{|z - z'|}{c} \right) dz'. \quad (7)$$

Элементы матрицы плотности для когерентного резонансного ВКР при точном резонансе удовлетворяют уравнениям [6, 7]

$$\frac{\partial R_{21}}{\partial t} = \frac{i}{\hbar} (d_{23} E_s^* R_{31} - d_{31} E_L R_{32}^*), \quad (8)$$

$$\frac{\partial R_{32}}{\partial t} = \frac{i}{\hbar} (d_{32} E_s N_{23} + d_{31} E_L R_{21}^*), \quad (9)$$

$$\frac{\partial R_{31}}{\partial t} = \frac{i}{\hbar} (d_{31} E_L N_{13} + d_{32} E_s R_{21}), \quad (10)$$

$$\frac{\partial N_{13}}{\partial t} = \frac{2}{\hbar} \text{Re} [i(2d_{13} R_{31} E_L^* + d_{23} R_{32} E_s^*)], \quad (11)$$

$$\frac{\partial N_{23}}{\partial t} = \frac{2}{\hbar} \text{Re} [i(d_{13} R_{31} E_L^* + 2d_{23} R_{32} E_s^*)], \quad (12)$$

где $R_{\alpha 1}(z, t)$ – амплитуда недиагонального элемента матрицы плотности перехода $|\alpha\rangle - |1\rangle$ ($\alpha = 2, 3$), т. е. $\rho_{21}(z, t) = R_{21}(z, t) \exp(-i\omega_{21} t)$, $\rho_{31}(z, t) = R_{31}(z, t) \exp(-i\omega_L t)$, $N_{\alpha 3} = \rho_{\alpha\alpha} - \rho_{33}$ ($\alpha = 1, 2$) – разности населенностей.

Краевые условия для резонансного ВКР будем считать такими же, как и для ранее рассмотренного нерезонансного ВКР [19], т. е. в начальный момент времени ато-

мы невозбуждены, а поля в среде отсутствуют. Комбинационное рассеяние возникает под действием импульса прямоугольной формы с высотой $E_L^{(0)}$ и длительностью t_L . Спонтанное КР, с которого начинается ВКР-усиление, описывается заданной малой начальной рамановской поляризацией, рассматриваемой как случайная величина [19].

2. Решение уравнений Максвелла – Блоха

2.1. Короткий образец

Рассмотрим вначале среду малых размеров, т. е. среду с $L \ll \lambda_{s,L}$ ($\lambda_{s,L}$ – длина волны стоксова (лазерного) излучения). В этом случае запаздыванием и зависимостью поляризации от z можно пренебречь. Тогда

$$E_s(t) = i \frac{2\pi n \omega_s L}{c} d_{23} R_{32}(t). \quad (13)$$

Учитывая, что для коротких систем импульс накачки по мере распространения изменяется незначительно [20], используем здесь приближение заданного поля накачки.

Подставив выражение (13) в уравнения (8), (12), получим

$$\frac{dR_{21}}{d\tau} = R_{31} R_{32}^* - \mathcal{E}_L R_{32}^*, \quad (14)$$

$$\frac{dR_{32}}{d\tau} = -N_{23} R_{32} + \mathcal{E}_L R_{21}^*, \quad (15)$$

$$\frac{dR_{31}}{d\tau} = N_{13} \mathcal{E}_L - R_{21} R_{32}, \quad (16)$$

$$\frac{dN_{13}}{d\tau} = -2\mathcal{E}_L (R_{31} + R_{31}^*) + 2|R_{32}|^2, \quad (17)$$

$$\frac{dN_{23}}{d\tau} = -\mathcal{E}_L (R_{31} + R_{31}^*) + 4|R_{32}|^2, \quad (18)$$

где $\tau = t/\tau_s$; $\tau_s = \hbar c / 2\pi n \omega_s |d_{23}|^2 L$ – характерный временной масштаб резонансного когерентного ВКР в отсутствие эффектов распространения; $\mathcal{E}_L = i d_{31} E_L \tau_s / \hbar$.

Пусть интенсивность импульса накачки такова, что за время развития процесса он успевает вызвать осцилляции населенностей уровней в резонансном переходе, т. е. уровней $|1\rangle$ и $|3\rangle$, но недостаточна, чтобы заселить конечный ($|2\rangle$) уровень рамановского перехода. Это возможно, если

$$T_R \leq t_L < t_0,$$

где $T_R = 2\pi/\omega_R$; $\omega_R = 2|d_{13}| |E_L^{(0)}| / \hbar$ – частота осциллирующей Раби в переходе $|1\rangle - |3\rangle$; t_0 – время задержки стоксова импульса в полностью нелинейной задаче [7]. В этом случае влиянием стоксова рассеяния на накачку можно пренебречь; кроме того, в уравнениях (16), (17) можно пренебречь слагаемыми, пропорциональными R_{32} . Тогда эти уравнения примут вид

$$\frac{dR_{31}}{d\tau} = \mathcal{E}_L Z_{13}, \quad (19)$$

$$\frac{dZ_{13}}{d\tau} = -2\mathcal{E}_L \text{Re}(R_{31}), \quad (20)$$

где $Z_{13} = 0.5N_{13}$. Если \mathcal{E}_L – вещественно, то из последних уравнений видно, что и R_{31} тоже можно считать вещественной величиной.

Из уравнений (19), (20) следует, что

$$\frac{d}{d\tau} (R_{31}^2 + Z_{13}^2) = 0,$$

откуда

$$R_{31}^2(\tau) + Z_{13}^2(\tau) = R_{31}^2(0) + Z_{13}^2(0) = 0.25. \quad (21)$$

Из (21) можно заключить, что

$$R_{31}(\tau) = 0.5 \sin \theta(\tau), \quad Z_{13}(\tau) = 0.5 \cos \theta(\tau). \quad (22)$$

Подставив выражение (22) в формулу (19), получим

$$\frac{d\theta}{d\tau} = 2\mathcal{E}_L. \quad (23)$$

В случае прямоугольного импульса это уравнение имеет следующее решение:

$$\theta(\tau) = \begin{cases} \theta_R \tau, & \tau \leq \tau_L, \\ \theta_R \tau_L, & \tau \geq \tau_L, \end{cases} \quad (24)$$

где $\theta_R = 2\mathcal{E}_L^{(0)} = \omega_R \tau_s$.

Поскольку $\rho_{11} + \rho_{33} \approx 1$, то $\rho_{33} \approx 0.5 - Z_{13}$ и $N_{23} \approx -\rho_{33}$. Следовательно,

$$N_{23}(\tau) = 0.5(\cos \theta - 1). \quad (25)$$

Решение уравнений (14), (15) относительно $R_{21}(\tau)$ и $R_{32}(\tau)$ с учетом (22), (25) ищем в виде

$$R_{32}(\tau) = R(\tau) \sin \alpha(\tau), \quad R_{21}^*(\tau) = R_{21}(\tau) = R(\tau) \cos \alpha(\tau). \quad (26)$$

Подставив (26) в уравнения (15), найдем

$$\left[\frac{dR}{d\tau} + 0.5(\cos \theta - 1)R \right] \sin \alpha + \left(R \frac{d\alpha}{d\tau} - 0.5\theta R \right) \cos \alpha = 0.$$

Выберем $R(\tau)$ и $\alpha(\tau)$ такими, чтобы

$$\frac{d\alpha}{d\tau} - 0.5\theta = 0, \quad (27)$$

$$\frac{dR}{d\tau} - 0.5(\cos \theta - 1)R = 0. \quad (28)$$

Уравнение (27) легко решается:

$$\alpha(\tau) = \begin{cases} 0.5\theta_R \tau, & \tau \leq \tau_L, \\ 0.5\theta_R \tau_L, & \tau \geq \tau_L. \end{cases} \quad (29)$$

Решение уравнения (28), содержащего разделяющиеся переменные, имеет вид

$$R(\tau) = a \exp \left[0.5 \left(\tau - \int_0^\tau \cos \theta d\tau' \right) \right]$$

или

$$R(\tau) =$$

$$\begin{cases} a \exp \left[0.5 \left(\tau - \frac{1}{\theta_R} \sin \theta_R \tau \right) \right], & \tau \leq \tau_L \\ a \exp \left\{ 0.5 \left[\left(1 - \cos \theta_R \tau_L \right) \tau + \tau_L \cos \theta_R \tau_L - \frac{1}{\theta_R} \sin \theta_R \tau_L \right] \right\}, & \tau \geq \tau_L. \end{cases} \quad (30)$$

Здесь a – постоянная интегрирования, которую легко найти из формул (26), (30): $a = R_{21}(0)$.

Определим интенсивность стока излучения как число стоксовых фотонов, покидающих образец за единицу времени, в расчете на один атом:

$$I_s = \frac{c|E_s|^2}{2\pi\hbar\omega_s nL} = R_{32}^2/\tau_s. \quad (31)$$

Энергия стока импульса за время t_L есть

$$\tilde{W}_s = \int_0^{t_L} I_s(t) dt = \int_0^{\tau_L} R_{32}^2(\tau) d\tau, \quad (32)$$

или с учетом формулы (30)

$$\tilde{W}_s = a^2 \int_0^{\tau_L} \sin^2 0.5\theta_R \exp \left(\tau - \frac{1}{\theta_R} \sin \theta_R \tau \right) d\tau = a^2 k^2, \quad (33)$$

где

$$k^2 = \frac{1}{2} \left[\exp \left(\tau_L - \frac{1}{\theta_R} \sin \theta_R \tau_L \right) - 1 \right]. \quad (34)$$

В общем случае начальная поляризация $R_{21}(0)$ является комплексной случайной величиной, подчиняющейся распределению Гаусса [19]. Принимая во внимание то, что преимущественное развитие в уравнениях (14)–(18) получают длинноволновые флуктуации начальной поляризации [13], будем считать для коротких систем комплексную случайную величину $R_{21}(0)$ однородной по образцу. Тогда $a = R_{21}(0)$ – случайная величина с распределением

$$P_0(a) = \frac{2a}{\gamma^2} \exp \left(-\frac{a^2}{\gamma^2} \right), \quad (35)$$

где $\gamma = 1/\sqrt{N}$ – ширина распределения [19] (N – полное число атомов образца).

Мы видим, что энергия стока импульса флуктуирует. Соответствующая функция распределения может быть найдена с использованием формулы

$$P(W_s) = \langle \delta(\tilde{W}_s - W_s) \rangle = \int \delta(\tilde{W}_s(a) - W_s) P_0(a) da \simeq \frac{P_0(b)}{|\tilde{W}'_s(b)|}, \quad (36)$$

где $\delta(x - x_0)$ – дельта-функция, a, b определяется из уравнения

$$\tilde{W}_s(b) = W_s, \quad \tilde{W}'_s(b) = \left. \frac{d\tilde{W}_s}{da} \right|_{a=b},$$

которое легко решается:

$$b = \frac{1}{k} \sqrt{W_s}. \quad (37)$$

Вычисляя производную $\tilde{W}'_s(b)$ и учитывая формулу (19), окончательно получаем следующее выражение для функции распределения:

$$P(W_s) = \frac{1}{\gamma^2 k^2} \exp \left(-\frac{W_s}{\gamma^2 k^2} \right). \quad (38)$$

Средняя энергия стоксова импульса

$$\bar{W}_s = \int_0^{\infty} W_s P(W_s) dW_s = \gamma^2 k^2, \quad (39)$$

а ее относительное стандартное отклонение

$$\delta = \left[\int_0^1 (W_s - \bar{W}_s)^2 P(W_s) dW_s \right]^{1/2} \bar{W}_s^{-1} = 1. \quad (40)$$

Таким образом, на линейной стадии ($\rho_{22} \approx 1$) развития процесса резонансного ВКР распределение стоксовых импульсов по энергиям имеет экспоненциальную форму

$$P(W_s) = \frac{1}{\bar{W}_s} \exp\left(-\frac{W_s}{\bar{W}_s}\right), \quad (41)$$

а флуктуации энергий импульсов около их среднего значения достигают 100%. Средняя энергия стоксова импульса \bar{W}_s зависит от длительности импульса накачки и его поля (см. формулы (34), (39)). Инкремент $\alpha_s = \tau_L - \theta_R^{-1} \sin \theta_R \tau_L$ определяется, в основном, шириной импульса возбуждения (первое слагаемое) и в меньшей степени – его интенсивностью (второе слагаемое). Если τ_L и θ_R подобраны такими, что их произведение равно πm (m – целое число), т. е. длительность импульса накачки кратна полупериоду колебаний Раби, то $\alpha_s = \alpha_{s,0} = \tau_L$.

В общем случае отклонение α_s от $\alpha_{s,0}$, даваемое вторым слагаемым, незначительно. Это отклонение и его знак определяются скоростью \dot{Z}_{13} перехода атомов с уровня $|1\rangle$ на уровень $|3\rangle$ в момент времени $\tau = \tau_L$. Отметим, однако же, что изменение параметров τ_L и $\mathcal{E}_L^{(0)}$ не вызывает качественной трансформации самого распределения $P(W_s)$.

2.2. Протяженная система

Распространяясь в протяженных системах, импульс накачки вследствие резонансного характера взаимодействия со средой существенно изменяет свою форму [20]. Следовательно, в этом случае необходимо отказаться от приближения заданного поля накачки. Кроме того, становится важным учет эффектов распространения и запаздывания стоксова излучения. Здесь удобно использовать не интегральные соотношения для полей, а волновые уравнения Максвелла.

Пусть возбуждающая волна распространяется вдоль протяженного образца. Пренебрегая рассеянием назад, представляем поле в образце суперпозицией лазерной и попутной стоксовой волн, выделяя в ранее введенных медленно меняющихся с течением времени амплитудах быструю зависимость от координаты z вида $E_f \rightarrow E_f \exp(ik_f z)$, где k_f – волновое число ($f = L, s$). Аналогично для недиагональных элементов матрицы плотности $R_{21} \rightarrow R_{21} \exp[-i(k_L - k_s)z]$, $R_{31} \rightarrow R_{31} \exp(-ik_L z)$, $R_{32} \rightarrow R_{32} \exp(-ik_s z)$. Тогда при использовании трехуровневой модели атома укороченные уравнения Максвелла для амплитуд полей будут иметь вид [6, 7]

$$\frac{\partial \mathcal{E}_L}{\partial \xi} = -b_L R_{31}, \quad (42)$$

$$\frac{\partial \mathcal{E}_s}{\partial \xi} = -b_s q_s R_{32}. \quad (43)$$

Уравнения для среды (8) – (12) преобразуются к виду

$$\frac{\partial R_{21}}{\partial \tau} = -b_s \mathcal{E}_s^* R_{31} - b_L^* \mathcal{E}_L R_{32}^*, \quad (44)$$

$$\frac{\partial R_{31}}{\partial \tau} = b_L^* \mathcal{E}_L N_{13} + b_s^* \mathcal{E}_s R_{21}, \quad (45)$$

$$\frac{\partial R_{32}}{\partial \tau} = b_s^* \mathcal{E}_s N_{23} + b_L^* \mathcal{E}_L R_{21}^*, \quad (46)$$

$$\frac{\partial N_{13}}{\partial \tau} = -2\text{Re}(2b_L R_{31} \mathcal{E}_L^* + b_s R_{32} \mathcal{E}_s^*), \quad (47)$$

$$\frac{\partial N_{23}}{\partial \tau} = -2\text{Re}(b_L R_{31} \mathcal{E}_L^* + 2b_s R_{32} \mathcal{E}_s^*). \quad (48)$$

Здесь использованы безразмерные величины $\xi = z\Omega/c$, $\tau = \Omega(t - z/c)$, $\mathcal{E}_f = id_{31} E_f / \hbar \Omega$ ($f = L, s$), где Ω^{-1} – временной, а $c\Omega^{-1}$ – пространственный масштабы при учете эффектов распространения в ВКР; $\Omega = |d_{13}|(\pi n \omega_L / \hbar)^{1/2}$; $b_L = d_{13}/|d_{13}|$; $b_s = d_{23}/|d_{13}|$; $q_f = \omega_f / \omega_L$ ($f = L, s$).

Рассмотрим ВКР в протяженных системах с длиной $l \leq 1$, при которой истощение накачки незначительно, где $l = L\Omega/c$ [7]. Положим также $b_L \approx b_s \approx 1$, $q_s \approx 1$. Длительность импульса накачки $\tau_L = t_L \Omega$ выбираем такой, чтобы населенность уровня $|2\rangle$ за время облучения не превысила 0.001.

Для исследования статистических свойств ВКР в протяженной среде нами была проведена серия расчетов кинетики рассеянного излучения. Как и в случае коротких образцов, энергия стоксовых импульсов (среднее число стоксовых фотонов, испускаемых одним атомом)

$$\bar{W}_s = \frac{1}{l} \int_0^{\tau_L} |\mathcal{E}_s(L, \tau)|^2 d\tau \quad (49)$$

испытывает стохастические изменения от одной реализации случайной поляризации к другой. С целью обеспечения достаточной гладкости распределений рассматривался ансамбль из относительно большого числа m траекторий (около 1500). Интервал рассматриваемых значений энергии $[0, 4\bar{W}_s]$ разбивался на отрезки с шагом $\Delta W_s = h\bar{W}_s$ ($h = 0, 2$). Подсчитывалось число траекторий со значениями \bar{W}_s , лежащими в интервале $[W_s - 0.5\Delta W_s, W_s + 0.5\Delta W_s]$, где $W_s = ih\bar{W}_s$. Функция

$$P(W_s) = \frac{m_i}{hm\bar{W}_s}$$

и есть требуемое распределение.

В расчетах полагалось, что $l = 1$, а полное число атомов образца $N = 5 \cdot 10^{13}$. Число поперечных слоев n , на которые разбивался образец при задании случайной начальной поляризации, варьировалось от 1 до 100 [19]. При однородной случайной поляризации ($n = 1$, $\gamma = \sqrt{2} \cdot 10^{-7}$) распределение $P(W_s)$ имеет экспоненциальный вид, а отклонение энергий стоксовых импульсов от их среднего значения δ составляет 98% (рис.2). Сравнивая этот результат с формулами (40), (41), мы видим, что при переходе от короткого образца к протяженному картина распределения $P(W_s)$ не изменилась. Увеличение числа областей n практически не повлияло на характер распределения и величину разброса ($\delta = 100, 102$ и 97% при $n = 10, 50$ и 100 соответственно).

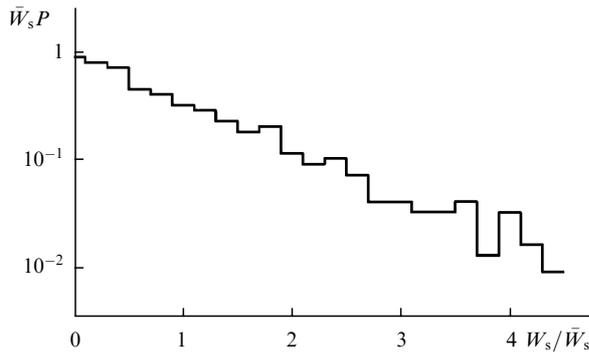


Рис.2. Функция распределения плотности вероятности по энергиям стоксовых импульсов при $\varepsilon_L^{(0)} = 0.25$, $l = 1$, $\tau_L = 24\pi$.

Как и для короткого образца, при возрастании длительности импульса накачки средняя стоксова энергия увеличивается (табл.1), но гораздо слабей, чем это следует из формул (34), (39). Такая ситуация объясняется поведением возбуждающего импульса в резонансной среде. Импульс накачки медленно распространяется в такой среде с групповой скоростью, зависящей от его интенсивности [20], поэтому возбуждение атомов происходит постепенно, по мере проникновения поля ε_L в глубь образца.

Кроме того, это поле неоднородно по образцу, а значит, частоты колебаний Раби $\theta_R = 2\varepsilon_L$ в различных точках образца будут разными. Это объясняет также зависимость \bar{W}_s от входного поля $\varepsilon_L^{(0)}$ даже тогда, когда полупериод колебаний Раби, связанный с $\varepsilon_L^{(0)}$, будет кратен длительности импульса накачки (именно такой случай и рассмотрен в табл.1). С ростом интенсивности накачки \bar{W}_s увеличивается.

Заключение

Таким образом, можно сделать вывод, что резонансное когерентное ВКР, но сопровождаемое заселением конечного уровня рамановского перехода, обнаруживает крупномасштабные (порядка 100 %) флуктуации стоксовой энергии. Закон распределения стоксовых импульсов по энергиям близок к экспоненциальному. С ростом длительности импульса накачки и его интенсивности среднее значение стоксовой энергии увеличивается. Зависимость \bar{W}_s от τ_L и $\varepsilon_L^{(0)}$ в протяженной системе носит сложный характер вследствие особенностей когерентного взаимодействия возбуждающего излучения с резонансной средой.

Резонансное ВКР наблюдается на электронных подуровнях в парах атомов щелочных металлов [21–23] и ряда других элементов с относительно простой структурой атомных уровней [24, 25]. В типичных условиях эксперимента, например при электронном ВКР в парах In при возбуждении лазером на красителях [24] $d_{13} = d_{23} = d \simeq 0.1$ Д, $p \simeq 1$ кПа, $T \simeq 1$ КК, $T_{21} \simeq 10^{-8}$ с, $G_L \simeq 10^7$ Вт/см², $\omega_L \simeq 4,6 \cdot 10^{15}$ с⁻¹, $t_L \simeq 3 \cdot 10^{-9}$ с, $L \simeq 1$ см.

При этих условиях $\omega_R = dE_L/\hbar \simeq 1,5 \cdot 10^{10}$ с⁻¹, $\Omega = d(\pi n \omega_L/\hbar)^{1/2} \simeq 3,2 \cdot 10^{10}$ с⁻¹, $c\Omega^{-1} \simeq 1$ см, так что $\varepsilon_L = dE_L/\hbar\Omega = \omega_R/\Omega \simeq 0.5$, $\tau_L = t_L/\Omega^{-1} \simeq 100$, $l = L/c\Omega^{-1} \simeq 1$, что близко к значениям параметров, использованных в

Табл.1. Средние энергии и стандартные отклонения энергии стоксова импульса.

τ_L	$\varepsilon_L^{(0)}$	\bar{W}_s	$\delta(\%)$
18 π	0.25	$8.7 \cdot 10^{-7}$	100.0
24 π	0.25	$8.6 \cdot 10^{-5}$	96.5
30 π	0.25	$3.8 \cdot 10^{-3}$	94.7
24 π	0.125	$1.1 \cdot 10^{-6}$	104.2
24 π	0.50	$9.2 \cdot 10^{-4}$	98.5

расчетах. Кроме того, выполняется условие $t_L < T_{21}$. Однако провести сравнение предложенной теории с экспериментом не представляется возможным. К настоящему времени какие-либо экспериментальные данные по статистическим свойствам резонансного когерентного ВКР отсутствуют.

В заключение автор благодарит Е.Д.Трифонову за обсуждение результатов работы.

1. Shimoda K. *Jpn J. Appl. Phys.*, **8**, 1499 (1969).
2. Shimoda K. *Z. Phys. B*, **234**, 293 (1970).
3. Медведев Б.А., Поршков О.М., Горшенин В.А., Дмитриев А.Е. *ЖЭТФ*, **67**, 70 (1974).
4. Bowden C.M., Sung S.S. *Phys. Rev. A*, **18**, 1558 (1978).
5. Раутиан С.Г., Черноброд Б.М. *ЖЭТФ*, **78**, 1365 (1980).
6. Трифонов Е.Д., Трошин А.С., Шамров Н.И. *Оптика и спектроскопия*, **48**, 1036 (1980).
7. Трифонов Е.Д., Трошин А.С., Шамров Н.И. *Оптика и спектроскопия*, **54**, 966 (1983).
8. Bolshov L.A., Likhanskii V.V., Persiantsev M.I., Yolkin N.N. *Optics Comm.*, **51**, 201 (1984).
9. Шамров Н.И. *Оптика и спектроскопия*, **85**, 586 (1998).
10. Walmsley I.A., Raymer M.G. *Phys. Rev. Letts*, **50**, 962 (1983).
11. Fabricius N., Nattermann K., Linde D. *Phys. Rev. Letts*, **52**, 113 (1984).
12. Грабчиков К.С., Килин С.Я., Козич В.П., Иодо Н.М. *Письма в ЖЭТФ*, **43**, 118 (1986).
13. Raymer M.G., Rzazewski K., Mostowski J. *Optics Letts*, **7**, 71 (1982).
14. Haake F. *Phys. Letts A*, **90**, 127, (1982).
15. Lewenstein M. *Z. Phys.*, **56**, 69 (1984).
16. Trippenbach M., Rzazewski K. *Phys. Rev. A*, **31**, 1931 (1985).
17. Walmsley I.A., Raymer M.G., Sizer II T., Duling III I.N., Kafka J.D. *Optics Comm.*, **53**, 137 (1985).
18. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теория поля* (М., Наука, 1973).
19. Шамров Н.И. *Квантовая электроника*, **30**, 248 (2000).
20. Шамров Н.И. В кн.: *Теория кооперативных когерентных эффектов в излучении* (Л., изд-во Ленингр. пед. ин-та, 1980, с.76).
21. Niay P., Bernage P., Vocquet H. *Optics Comm.*, **29**, 369 (1979).
22. Cotter D., Wyatt R. *J. Phys. B*, **13**, 3035 (1980).
23. Bernage P., Niay P., Houdart R. *Optics Comm.*, **36**, 241 (1981).
24. Takubo Y., Tsuchia M., Shimazu M. *Appl. Phys.*, **24**, 139 (1981).
25. Verma R.D., Jaywant S.M., Iqbal Z. *J. Opt. Soc. Amer. B*, **2**, 403 (1985).

N.I. Shamrov. Fluctuations of the energy of Stokes pulses of resonance coherent SRS.

An analytic solution is obtained for the equations of resonance coherent SRS by neglecting the population of the final level of the Raman transition for the systems with the active-medium length that is smaller than the wavelength of the incident light. For the extended systems, a numerical solution is obtained. The energy distribution of the Stokes pulses is found. The large-scale (about 100%) fluctuations of the Stokes radiation energy were observed in the case of unsaturated amplified spontaneous emission.