

Стабилизация излучения первой стоксовой компоненты ВКР в нелинейном режиме

Н.И.Шамров

Получены аналитическое решение уравнений когерентного ВКР для образцов с длиной, меньшей длины волны падающего излучения, и численное решение для протяженных сред. Найдена функция распределения стоксовых импульсов по энергиям. Прослежен переход от линейного режима ВКР к нелинейному. Установлено, что при насыщенном усилении спонтанного излучения интенсивность первой стоксовой компоненты стабильна.

Ключевые слова: стабилизация интенсивности излучения, ВКР, функция распределения.

Введение

Известно, что стоксов импульс ВКР, полученный усилением спонтанного излучения, обнаруживает стохастические изменения энергии [1–9]. Особенно сильные флуктуации наблюдаются в линейном режиме при когерентном взаимодействии лазерного излучения с рассеивающей средой [1–4]. Теоретически [1] и экспериментально [3, 4] установлено, что в этом случае при относительно слабых полях функция распределения плотности вероятности энергии стоксовых импульсов имеет экспоненциальную форму с максимумом вблизи нуля. Увеличение мощности возбуждающего излучения приводит к росту эффективности преобразования лазерных фотонов в стоксовы и к истощению накачки. При этом разброс энергий стоксовых импульсов уменьшается, а максимум их распределения смещается [6–9].

Во всех проведенных ранее исследованиях [1–9], несмотря на когерентный характер взаимодействия излучения со средой, в комбинационном рассеянии (КР) участвовала малая доля молекул и населенности уровней оставались практически неизменными. Однако при определенных условиях (еще более высокая интенсивность импульса накачки, чем в экспериментах [7, 8], его большая длительность и укороченность переднего фронта, определенное давление газа в кювете и т. д.) [10–13] усиление спонтанного КР сопровождается переходом значительной части молекул из основного состояния в возбужденное [12–17]. Очевидно, что в данном случае возможные проявления квантового шума в крупномасштабных флуктуациях параметров стоксова импульса, развившегося из него в присутствии волны накачки, будут иметь свои особенности. До сих пор эти особенности не изучены ни теоретически, ни экспериментально.

Целью настоящей работы является исследование в рамках полуклассического подхода статистических свойств стоксова излучения в нелинейном режиме, обусловлен-

ном изменением разности населенностей рабочих уровней в процессе когерентного ВКР. Поле накачки считается заданным, рассматриваются как протяженные среды, так и образцы с длиной, много меньшей длины волны падающего излучения.

1. Уравнения модели

Рассмотрим комбинационно-активную среду, представленную одинаковыми молекулами с частотами ω_{rq} и дипольными моментами d_{rq} переходов, где $q = 1, 2$ соответствует начальному и конечному уровням ВКР ($d_{12} = 0$), а $r = 3, 4, 5 \dots$ – промежуточным уровням.

Лазерное поле

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

полагается не слишком сильным, а его частота ω_L далека от частот молекулярных переходов: $|d_{qr} E_L| \ll \hbar(\omega_L - \omega_{rq})$, $\hbar\omega_{rq}$. В (1) e_L – единичный вектор поляризации в возбуждающей волне; E_L – ее амплитуда.

В одномерном приближении вторичное поле на частоте $\omega_s = \omega_L - \omega_{21}$ определяется выражением [18]

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

где ω_{21} – частота комбинационного перехода $|1\rangle - |2\rangle$; ось z направлена вдоль образца длиной L .

Поляризация среды на этой частоте имеет вид [14]

$$P_s = e_s n \mu_s^* E_L(z, t) R^*(z, t) \exp(-i\omega_s t) + \text{компл. сопр.} \quad (3)$$

Здесь $R(z, t) = \sigma_{21}(z, t)$ – амплитуда недиагонального элемента матрицы плотности перехода $|1\rangle - |2\rangle$: $\rho_{21}(z, t) = \sigma_{21}(z, t) \exp(-i\omega_{21} t)$;

$$\mu_s = \frac{1}{\hbar} \sum_r \frac{(d_{2r} e_L)(d_{r1} e_s)}{\omega_{r1} + \omega_s} + \frac{(d_{r1} e_L)(d_{2r} e_s)}{\omega_{r1} - \omega_L}$$

– комбинационная поляризуемость молекулы на стоксовой частоте; n – концентрация молекул; e_s – единичный вектор поляризации в стоксовом поле (линейная поляризуемость молекул в этом поле не учитывается).

Мордовский государственный педагогический институт им. М.Е.Евсеева, физико-математический факультет, Россия, 430007 Саранск, Студенческая ул., 11-а

Выделим в стоксовом поле быструю зависимость от времени

$$E_s(z, t) = e_s E_s(z, t) \exp(-i\omega_s t) + \text{компл. сопр.} \quad (4)$$

Подставляя выражения (1), (3), (4) в формулу (2) и пренебрегая производными медленно меняющихся амплитуд, найдем

$$E_s(z, t) = -\frac{2\pi\omega_s n \mu_s^*}{c} \int_0^L E_L \left(z, t - \frac{|z-z'|}{c} \right) \times R^* \left(z, t - \frac{|z-z'|}{c} \right) \exp \left(i\omega_s \frac{|z-z'|}{c} \right) dz'. \quad (5)$$

Элементы матрицы плотности R и Z удовлетворяют уравнениям [14–16]

$$\frac{\partial R}{\partial t} = -\frac{2i}{\hbar} \mu_s^* E_L Z E_s^* - \frac{R}{T_2}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial Z}{\partial t} = \frac{2}{\hbar} \text{Re}(i\mu_s E_L^* R E_s), \quad (7)$$

где $Z = (\sigma_{11} - \sigma_{22})/2$; T_2 – время поперечной релаксации в рамановском переходе.

Будем полагать, что в начальный момент времени молекулы находятся в основном состоянии. Рассеянное излучение в образце возникает под действием лазерного импульса ступенчатой формы, поле которого будем считать заданным:

$$E_L(z, t) = E_L^{(0)} A(t), \quad A(t) = \begin{cases} 0, & t < 0, \\ 1, & 0 \leq t \leq t_L, \\ 0, & t > t_L, \end{cases} \quad (8)$$

где t_L – длительность импульса накачки ($E_L^{(0)} = \text{const}$);

$$E_f(z, 0) = 0 \quad (f = L, s); \quad (9)$$

$$Z(z, 0) = 0, 5; \quad (10)$$

$$R(z, 0) = \begin{cases} R_1, & 0 \leq z \leq \Delta z, \\ R_2, & \Delta z < z \leq 2\Delta z, \\ \dots, & \\ R_n, & \Delta z(n-1) < z \leq L. \end{cases} \quad (11)$$

В рамках полуклассической теории $R(z, 0)$ описывает спонтанное излучение, с которого начинается ВКР. В (11) $R_k = \rho_k \exp(i\varphi_k)$ ($k = 1, 2, \dots, n$) – случайные комплексные величины с гауссовой функцией распределения [19]

$$P(\rho_k) = \frac{2}{\gamma^2} \rho_k \exp \left(-\frac{\rho_k^2}{\gamma^2} \right), \quad (12)$$

$$P(\varphi_k) = \frac{1}{2\pi}, \quad (13)$$

где $\gamma = 1/(N_0 \Delta z)^{1/2}$; Δz – толщина слоев, на которые разбивается образец в поперечном направлении; N_0 – число молекул на единицу длины образца; n – число слоев. Если n выбрать достаточно большим, то в начальной поляризации будут представлены как длинноволновые, так и коротковолновые флуктуации и результат статистического исследования не будет зависеть от n [19].

Каждой реализации начальной поляризации соответствует свой стоксов импульс. Малые случайные отклонения начальной поляризации, усиливаясь, приводят к макроскопическим флуктуациям характеристик стоксова излучения [1–9].

2. Решение уравнений Максвелла – Блоха

Рассмотрим решение уравнений ВКР в случае когерентного характера рассеяния, т. е. будем считать, что время формирования стоксова импульса меньше времени поперечной релаксации в рамановском переходе [15]. Тогда вторым слагаемым в уравнении (7) можно пренебречь.

2.1. Короткий образец

Обратимся вначале к образцу малой длины, т. е. $L \ll \lambda_{s,L}$ ($\lambda_{s,L}$ – длина волны стоксова (лазерного) излучения). В этом случае запаздыванием и зависимостью поляризации от z можно пренебречь. Тогда

$$E_s(t) = i \frac{2\pi n \mu_s^* \omega_s L}{c} E_L(t) R^*(t). \quad (14)$$

Подставив формулы (8), (14) в уравнения (6), (7), получим

$$\frac{\partial R}{\partial t} = -\frac{2}{\tau_s} A Z R, \quad (15)$$

$$\frac{\partial Z}{\partial t} = -\frac{2}{\tau_s A R R^*}, \quad (16)$$

где

$$\tau_s = \frac{\hbar c}{2\pi n |\mu_s|^2 |E_L^{(0)}|^2 \omega_s L} \quad (17)$$

– характерный временной масштаб ВКР для коротких систем.

Используя уравнения (15), (16), легко убедиться, что вектор $\{X, Y, Z\}$ с течением времени сохраняет свою длину:

$$X^2 + Y^2 + Z^2 = \frac{1}{4}, \quad (18)$$

где $X = \text{Re } R$; $Y = \text{Im } R$. Полагается, что $Z(0) = 0.5$.

Вводя полярный угол θ и азимутальный угол φ , с помощью выражений

$$X = 0.5 \sin \theta \cos \varphi, \quad Y = 0.5 \sin \theta \sin \varphi, \quad Z = 0.5 \cos \theta \quad (19)$$

из формул (15) и (16) легко получить уравнения

$$\dot{\theta} - \frac{\lambda}{\tau_s} \sin \theta = 0, \quad \dot{\varphi} = 0. \quad (20)$$

Уравнения (20) имеют следующее решение:

$$\cos \theta = \begin{cases} -\tanh \frac{t-t_0}{\tau_s}, & t \leq t_L, \\ -\tanh \frac{t_L-t_0}{\tau_s}, & t > t_L, \end{cases} \quad (21)$$

где t_0 определяется начальными условиями и равно $\tau_s \ln [2/\theta(0)]$. Угол $\theta(0) = a$ задает начальную поляризацию в среде.

Число стоксовых фотонов, испускаемых за единицу времени,

$$I_s(t) = \dot{N}_2 = N \dot{\rho}_{22} = -N \dot{Z}, \quad (22)$$

где N – число атомов системы.

Энергия стокова импульса

$$\tilde{E}_s = \int_0^\infty I_s(t)dt = \int_0^\infty N\dot{Z}dt = \frac{1}{2}N \left(1 + \tanh \frac{t_L - t_0}{\tau_s} \right). \quad (23)$$

Для среднего числа стоковых фотонов, испускаемых одной молекулой, после несложных преобразований найдем

$$\bar{W}_s = \frac{\tilde{E}_s}{N} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{a^2 - \alpha^2}{a^2 + \alpha^2} \right), \quad (24)$$

где

$$\alpha = 2 \exp \left(\frac{-t_L}{\tau_s} \right). \quad (25)$$

В общем случае начальная поляризация $R(0)$ является комплексной случайной величиной, подчиняющейся распределению Гаусса (формулы (11)–(13)). Принимая во внимание то, что преимущественное развитие в уравнениях (5)–(7) получают длинноволновые флуктуации начальной поляризации [2, 12], будем считать для короткого образца комплексную случайную величину $R(0)$ однородной по образцу. Тогда $a = 2|R(0)|$ – случайная величина с распределением

$$P_0(a) = \frac{2a}{\gamma^2} \exp \left(-\frac{a^2}{\gamma^2} \right), \quad (26)$$

где $\gamma = 1/\sqrt{N}$ – ширина распределения [19].

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

$$P(W_s) = \left\langle \delta(\bar{W}_s - W_s) \right\rangle = \int \delta[\bar{W}_s(a) - W_s] P_0(a) da \simeq \frac{P_0(b)}{|\bar{W}'_s(b)|}, \quad (27)$$

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

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

Уравнение для b легко решается:

$$b = \alpha \left(\frac{W_s}{1 - W_s} \right)^{1/2} \quad (b > 0). \quad (28)$$

Вычисляя производную $\bar{W}'_s(b)$ и учитывая формулу (26), окончательно получим следующее выражение для функции распределения:

$$P(W_s) = q \frac{\exp[-qW_s/(1 - W_s)]}{(1 - W_s)^2}, \quad (29)$$

где $q = (\alpha/\gamma)^2$. Из (29) легко найти положение максимума распределения и его высоту:

$$W_{s,0} = 1 - 0.5q, \quad (30)$$

$$P_0 = \frac{4}{e^2 q} \exp q. \quad (31)$$

Средняя энергия стокова импульса

$$\bar{W}_s = \int_0^1 W_s P(W_s) dW_s = 1 - qE_1(q) \exp q, \quad (32)$$

а ее относительное стандартное отклонение

$$\delta = \frac{\left[\int_0^1 (W_s - \bar{W}_s)^2 P(W_s) dW_s \right]^{1/2}}{\bar{W}_s} = \left\{ \frac{1 - 2q \exp(q)E_1(q) + q \exp(q)E_2(q)}{[1 - q \exp(q)E_1(q)]^2} - 1 \right\}^{1/2}, \quad (33)$$

где $E_{1,2}(x)$ – интегральная показательная функция первого и второго порядка.

Для слабых полей параметр $q \gg 1$ и распределение (29) не имеет максимума (он находится в области отрицательных W_s). Используя при больших аргументах представление

$$E_1(q) \simeq \frac{\exp(-q)}{q} \left(1 - \frac{1}{q} + \frac{2}{q^2} \dots \right),$$

найдем

$$\bar{W}_s \simeq \frac{1}{q}. \quad (34)$$

В этом случае формулу (29) можно записать в виде

$$P(W_s) = \frac{1}{\bar{W}_s} \frac{\exp \{ -W_s / [\bar{W}_s(1 - W_s)] \}}{(1 - W_s)^2} \simeq \frac{1}{\bar{W}_s} \exp \left(\frac{-W_s}{\bar{W}_s} \right), \quad (35)$$

где, принимая во внимание (34), мы пренебрегли W_s по сравнению с единицей.

Распределение (35) совпадает с распределением, ранее полученным в квантовой теории для протяженных систем [1]. Таким образом, в линейном режиме распространения стокова излучения не оказывает влияния на функцию распределения стоковых импульсов по энергиям.

С увеличением интенсивности накачки (с уменьшением q) среднее число испущенных стоковых фотонов в

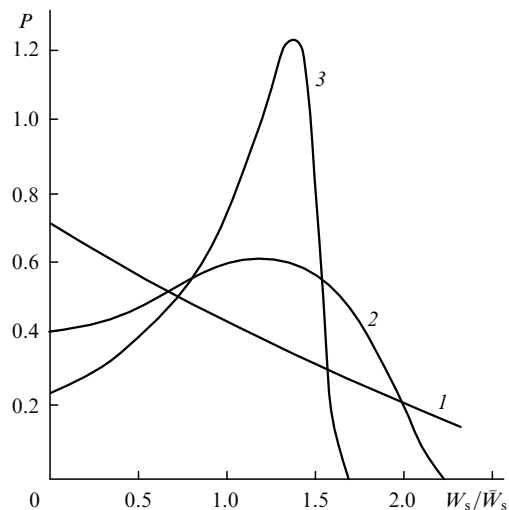


Рис.1. Функция распределения плотности вероятности по энергиям стоковых импульсов для коротких систем при степени нелинейности усиления ВКР $q = 4$ (1), 1 (2) и 0.4 (3).

q	δ (%)
$\gg 1$	100
2	64
1	53
0.4	41
0.04	15.5
0	0

расчете на одну молекулу возрастает и наблюдается переход к нелинейному усилению спонтанного излучения (рис.1). Уже при $q = 4$ энергия $\bar{W}_s \simeq 0.175$ и, таким образом, реализуется слабая нелинейность. При достижении $q = 2$ в распределении проявляется максимум, расположенный точно при $W_s = 0$. В этом случае $\bar{W}_s \simeq 0.38$ и имеет место переходный режим. С ростом энергии лазерного импульса энергии \bar{W}_s и W_{s0} продолжают увеличиваться, наиболее вероятная энергия, оставаясь меньше средней, сближается с ней и при $q = 1.29$ энергия $\bar{W}_s = W_{s0}$; затем W_{s0} становится больше \bar{W}_s , а высота пика распределения уменьшается, достигая при $q = 1$ минимума ($\bar{W}_s \simeq 0.40$, $W_{s0} = 0.50$). Это сопровождается образованием и нарастанием «провала» при малых энергиях.

С дальнейшим увеличением мощности возбуждающей волны происходит переход к существенно нелинейным условиям усиления стоксова излучения. При этом максимум плотности вероятности слегка увеличивается, продолжая смещаться в область больших энергий стоксова импульса. Например, если $q = 0.4$, то $\bar{W}_s \simeq 0.58$, $W_{s0} = 0.80$, а при уменьшении q до 0.04 имеем $\bar{W}_s \simeq 0.85$, $W_{s0} = 0.98$.

Переход от линейного режима к нелинейному сопровождается уменьшением разброса энергий стоксовых импульсов (см. таблицу). В предельном случае бесконечно большой энергии возбуждающего импульса ($q \rightarrow 0$) энергии $W_{s0} \rightarrow 1$, $\bar{W}_s \rightarrow 1$, $P_0(0) \rightarrow \infty$, $\delta \rightarrow 0$ и распределение (29) переходит в дельта-функцию.

2.2. Протяженная среда

Рассмотрим теперь, как влияют распространение и запаздывание стоксова излучения на статистические свойства ВКР. Пусть возбуждающая волна длиной λ_L падает на образец перпендикулярно его основанию и вдоль направления его вытянутости. Пренебрегая рассеянием назад, представляем поле в среде суперпозицией лазерной и попутной стоксовой волн, выделяя в ранее введенных медленно меняющихся с течением времени амплитудах быструю зависимость от координаты z вида $E_f = \mathcal{E}_f \exp(ik_f z)$, где $k_f = \omega_f/c$ – волновое число ($f = L, s$). Тогда выражение (5) и уравнения для среды (6), (7) преобразуются к виду

$$\mathcal{E}_s(z, t) = i \frac{2\pi n \mu_s^* \omega_s}{c} \int_0^z E_L \left(z', t - \frac{z' - z}{c} \right) R^* \left(z', t - \frac{z' - z}{c} \right) dz', \quad (36)$$

$$\frac{\partial R}{\partial t} = -\frac{2i}{\hbar} \mu_s^* \mathcal{E}_L Z \mathcal{E}_s^*, \quad (37)$$

$$\frac{\partial Z}{\partial t} = \frac{2}{\hbar} \text{Re} \{ i \mu_s \mathcal{E}_L^* R \mathcal{E}_s \}, \quad (38)$$

где теперь $R = \sigma_{21} \exp[i(k_s - k_L)z]$ и учтено, что вклад в поле в сечении z от областей образца, расположенных правее его, т. е. при $z' > z$, равен нулю.

Для численного решения задач (8)–(13), (36)–(38) удобно перейти к безразмерным величинам: безразмерной координате $\xi = z\Omega/s$, безразмерному времени $\tau = t\Omega$ и безразмерным комплексным амплитудам полей $\epsilon_f = \mathcal{E}_f / (\pi n \hbar \omega_L)^{1/2}$ ($f = L, s$), где $\Omega^{-1} = 1/(\pi n \omega_L |\mu_s|)$ – временной, а $c\Omega^{-1}$ – пространственный масштабы при учете эффектов распространения в ВКР [14].

В безразмерных величинах уравнения (36)–(38) примут вид

$$\epsilon_s(\xi, \tau) = \int_0^\xi 2ir_s R^*(\xi', \tau - \xi + \xi') \epsilon_L(\xi', \tau - \xi + \xi'), \quad (39)$$

$$\frac{\partial R}{\partial \tau} = iZ \epsilon_s^* \epsilon_L, \quad (40)$$

$$\frac{\partial Z}{\partial \tau} = 4\text{Re} \{ iR \epsilon_s \epsilon_L^* \}, \quad (41)$$

где $r_s = \omega_s/\omega_L$. При использовании безразмерной координаты в формулах (12), (13) $\gamma = 1/(N\Delta\xi)^{1/2}$, где $\Delta\xi = \Delta z\Omega$; $N = N_0 c/\Omega$.

Для исследования статистических свойств ВКР в протяженной системе нами была проведена серия расчетов кинетики рассеянного излучения. В расчетах полагалось, что $N = 5 \cdot 10^{13}$, $\Delta\xi = 0.01$, так что ширина распределения Гаусса $\gamma = \sqrt{2} \cdot 10^{-6}$. Отношение частот ω_s/ω_L принималось равным 0.9.

Как и в коротких образцах, в протяженных средах энергия стоксова импульса испытывает стохастические изменения от одной реализации со случайной поляризацией к другой. Для анализа этих изменений были рассчитаны функции распределения стоксовых импульсов по энергиям u при разных входных полях. С целью обеспечения достаточной гладкости распределений рассматривался ансамбль из относительно большого числа траекторий (от 500 до 1500). Область изменения исследуемой величины u выбиралась вблизи среднего \bar{u} в интервале $[0, 2\bar{u}]$, который разбивался на отрезки с шагом $\Delta u = \hbar\bar{u}$ ($h = 0.02$). Подсчитывалось число n_i траекторий с u в интервале $[u_i - 0.5\Delta u, u_i + 0.5\Delta u]$. Функция

$$P(u_i/\bar{u}) = \frac{n_i}{\hbar n}$$

и представляет собой требуемое распределение.

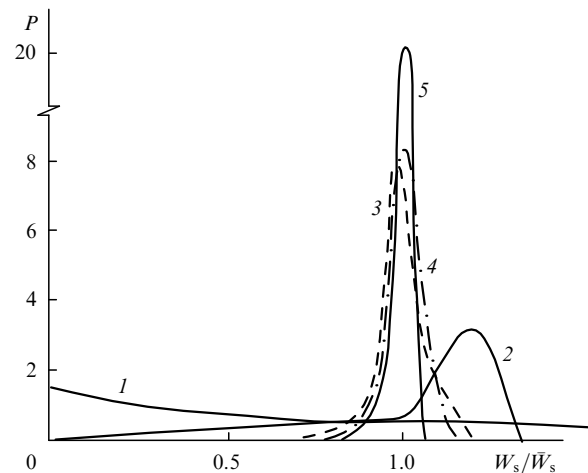


Рис.2. Функция распределения плотности вероятности по энергиям стоксовых импульсов для протяженных систем при амплитуде поля накачки $\epsilon_L^{(0)} = 0.2$ (1), 0.225 (2), 0.25 (3), 0.35 (4), 0.5 (5); $l = 1$, $\tau_L = 1000$.

На рис.2 приведены сглаженные гистограммы энергий стоксовых импульсов (среднего числа стоксовых фотонов, испускаемых одной молекулой)

$$W_s = \frac{1}{r_L l} \int_0^{\tau_L} |\epsilon_s(l, \tau)|^2 d\tau \quad (42)$$

при разных безразмерных амплитудах входных полей $\epsilon_L^{(0)} = E_L^{(0)}/(\pi\hbar\omega_L)^{1/2}$, где $l = L\Omega/c$, $\tau_L = t_L\Omega$. Расчеты показывают, что картина трансформации распределения $P(W/\bar{W}_s)$ при возрастании амплитуды $\epsilon_L^{(0)}$ для протяженных сред аналогична таковой для образцов малой длины при уменьшении параметра q .

В области малых энергий стоксова импульса, как и следовало ожидать, имеет место полное совпадение распределений, а разброс энергий велик (например, для кривой 1 на рис.2 средняя энергия $\bar{W}_s = 0.022$, $\delta = 86.4\%$). С нарастанием нелинейности в распределении проявляется максимум. Как и для коротких образцов, левое энергетическое крыло распределения растянуто, а правое – обрывисто. При этом разброс энергий стоксовых импульсов уменьшен по сравнению с разбросом при линейном усилении (кривая 2 на рис.2, где $\bar{W}_s = 0.16$, $\delta = 27\%$). В обоих случаях с увеличением $\epsilon_L^{(0)}$ (с уменьшением q) «провал» в области энергий $W_s < W_{s0}$ увеличивается, а крутизна кривой распределения в области $W_s > W_{s0}$ возрастает; наиболее вероятная энергия сближается со средней.

Однако если для коротких систем при этом энергия W_{s0} остается меньше \bar{W}_s , то для протяженных образцов имеет место обратная ситуация. Лишь, начиная с некоторой энергии, при увеличении $\epsilon_L^{(0)}$ максимум распределения для протяженных сред смещается в том же направлении, что и для коротких образцов. Основное различие этих случаев заключается в том, что в нелинейном режиме при тех же средних энергиях стоксовых импульсов для протяженных сред разброс энергий гораздо меньше. Так, при $\bar{W}_s = 0.20, 0.41$ и 0.58 $\delta = 8.5, 5.2$ и 3.2% соответственно (кривые 3–5 на рис.2).

С целью выяснения причин такого различия для протяженных сред дополнительно было рассчитано распределение стоксовых импульсов по энергиям при задании $R^{(0)}$ случайным и однородным по образцу (по аналогии с (26)). При том же числе атомов $N = 5 \cdot 10^{13}$ это дает $\gamma = \sqrt{2} \cdot 10^{-7}$. В линейном случае, как и следовало ожидать, характер флуктуаций начальной поляризации практически не влияет на распределение $P(W/\bar{W}_s)$. Так, например, для ранее приведенного случая (кривая 1 на рис.2) при $R^{(0)}$, не зависящем от z , отклонение $\delta = 89.4\%$.

Таким образом, в линейном режиме решающая роль в формировании стоксова импульса принадлежит длинноволновым флуктуациям и распространение стоксова излучения на этот процесс заметного влияния не оказывает. В переходной же ситуации однородность $R^{(0)}$ приводит к усилению разброса энергий стоксовых импульсов. Так, в случае $\epsilon_L^{(0)} = 0.215$ ($\bar{W}_s \simeq 0.10$) при $n = 1$ отклонение $\delta = 73.5\%$, в то время как при $n = 100$ – всего лишь 51.5% . С нарастанием нелинейности усиления ВКР эти расхождения снова постепенно сглаживаются. Так, для кривых 3–5 на рис.2 при однородном $R^{(0)}$ отклонение $\delta = 11.1, 4.6$ и 3.3% соответственно. Другими словами, в нелинейном режиме характер начальной поляризации становится несущественным.

Таким образом, по мере роста мощности накачки флуктуационные явления в ВКР проявляются все слабее и излучение первой стоксовой компоненты стабилизируется. В протяженных системах из-за влияния распространения и запаздывания стоксова излучения этот процесс протекает быстрее.

С изменением населенностей уровней ВКР реализуется в том случае, если в среднем на одну молекулу приходится один фотон, т. е. когда

$$|\epsilon_L^{(0)}| = \frac{|\epsilon_L^{(0)}|}{(\pi\hbar\omega_L)^{1/2}} = \left(\frac{2G}{c\hbar\omega_L} \right)^{1/2} \sim 1$$

(G – интенсивность падающего излучения). При такой удельной мощности время задержки стоксова импульса может быть меньше времени сохранения фазовой памяти в рамановском переходе или сравнимо с ним. Если, кроме того, длина системы такова, что

$$l = \frac{L}{c\Omega^{-1}} = \frac{\pi n \omega_L |\mu_s| L}{c} = \frac{Ln\sigma^{1/2}}{2\lambda_L \lambda_s^2} \ll 1$$

(σ – дифференциальное сечение стоксова рассеяния), то истощение накачки незначительно [14]. При таких условиях ВКР наблюдалось в H_2 . Оно реализуется как на колебательных [12], так и на вращательных [13] подуровнях. Однако экспериментальные данные о статистических свойствах ВКР в рассматриваемом режиме к настоящему времени отсутствуют.

Автор признателен Е.Д.Трифонову за обсуждение и ценные замечания.

1. Raymer M.G., Rzazewski K., Mostowski J. *Optics Letts*, **7**, 71 (1982).
2. Haake F. *Phys.Letts A*, **90**, 127, (1982).
3. Walmsley I.A., Raymer M.G. *Phys.Rev.Letts*, **50**, 962 (1983).
4. Fabricius N., Nattermann K., Linde D. *Phys.Rev.Letts*, **52**, 113 (1984).
5. Lewenstein M. *Z.Phys*, **56**, 69 (1984).
6. Trippenbach M., Rzazewski K. *Phys.Rev.A*, **31**, 1931 (1985).
7. Walmsley I.A., Raymer M.G., Sizer T. II, Duling I.N. III, Kafka J.D. *Optics Comms*, **53**, 137 (1985).
8. Грабчиков К.С., Клини С.Я., Козич В.П., Иодо Н.М. *Письма в ЖЭТФ*, **43**, 118 (1986).
9. Tran T.K., Haus J.W. *Phys.Rev.A*, **44**, 4608 (1991).
10. Пивцов В.С., Раутиан С.Г., Сафонов В.П., Фолин К.Г., Черноброд Б.М. *Письма в ЖЭТФ*, **30**, 342 (1979).
11. Раутиан С.Г., Сафонов В.П., Черноброд Б.М. *Письма в ЖЭТФ*, **35**, 144 (1982).
12. Пивцов В.С., Раутиан С.Г., Сафонов В.П., Фолин К.Г., Черноброд Б.М. *ЖЭТФ*, **81**, 468 (1981).
13. Раутиан С.Г., Сафонов В.П., Черноброд Б.М. *Изв.АН СССР*, **50**, 1513 (1986).
14. Шамров Н.И. *Оптика и спектроскопия*, **57**, 43 (1984).
15. Шамров Н.И. *Оптика и спектроскопия*, **57**, 627 (1984).
16. Шамров Н.И. *ЖПС*, **63**, 91 (1996).
17. Шамров Н.И. *Оптика и спектроскопия*, **83**, 449 (1997).
18. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теория поля* (М., Наука, 1973).
19. Haake F., King H., Schroder G., Haus J., Glauber R. *Phys.Rev.A*, **20**, 2047 (1979).

N.I.Shamrov. Stabilisation of emission in the first Stokes component of stimulated Raman scattering in the nonlinear regime.

Equations of coherent stimulated Raman scattering were analytically solved for samples whose length is less than the wavelength of incident radiation and numerically solved for extended media. The energy distribution function of Stokes pulses was found. Transition from the linear regime of stimulated Raman scattering to the nonlinear regime was studied. The intensity of the first Stokes component was shown to be stable in the case of saturated amplification of spontaneous emission.