

# ТЕМПЕРАТУРНАЯ КОМПОНЕНТА ВЫНУЖДЕННОГО РАССЕЯНИЯ МАНДЕЛЬШТАМА – БРИЛЛЮЭНА, ОБУСЛОВЛЕННАЯ ДВУХФОТОННЫМ НАГРЕВОМ

*В. Б. Карпов\**, *В. В. Коробкин\*\**

*Отдел когерентной и нелинейной оптики  
Института общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук  
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 28 марта 2006 г.

Рассмотрена температурная компонента вынужденного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна, обусловленная двухфотонным нагревом. Показано, что в стоксовой области она должна проявляться в небольшом увеличении мандельштам-бриллюэновского сдвига, зависящем от интенсивности накачки. В антистоксовой области положительное усиление возможно только при достаточно высоких интенсивностях накачки.

PACS: 42.65.Es, 42.65.Hw, 78.35.+c, 33.80.Rv

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Известно [1], что однофотонные и двухфотонные переходы подчиняются разным правилам отбора и поэтому дают дополнительную по отношению друг к другу спектроскопическую информацию. Вынужденное рассеяние (ВР) света находит широкое применение в научных исследованиях и практических приложениях [2]. Одним из его важнейших приложений является самообращение волнового фронта при ВР (ОВФ при ВР) [3].

Экспериментальное изучение ВР в различных средах проводилось для ближнего ИК-диапазона. Для экспериментов требовалось излучение с большой мощностью и узкой спектральной линией. Первыми источниками такого излучения были одномодовые твердотельные лазеры на рубине ( $\lambda = 0.69$  мкм) и на неодимовом стекле ( $\lambda = 1.06$  мкм), генерирующие «гигантские» наносекундные импульсы в ближнем ИК-диапазоне. В спектре ВР жидкостей со слабым линейным поглощением наблюдалась линия вынужденного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна (ВРМБ), а с сильным — линия вынужденного температурного рассеяния, обусловленного линейным поглощением

(линейного ВТР-2) [2, 4, 5]. Многофотонное поглощение в экспериментах не проявлялось, поскольку для электронного резонанса с энергией около 10 эВ требовалось 5–10 ИК-фотонов с энергией 1–2 эВ каждый.

Теоретическое изучение ВР проводилось с учетом экспериментальных результатов, полученных для ближнего ИК-диапазона. Полная теория ВР до настоящего времени не создана [6], а имеющаяся теория учитывает только линейное поглощение [5, 7, 8].

Эффективные источники излучения ближнего УФ-диапазона — эксимерные лазеры — появились значительно позже твердотельных. Когда в 1980-х годах началось экспериментальное изучение ОВФ при ВР излучения эксимерных лазеров [9–15] в жидкостях, на ближний УФ-диапазон была перенесена теория ВР, развитая для ближнего ИК-диапазона. Анализ работ [9–15] показал, что полученные в них результаты противоречили теории ВР [16].

В статье [16] было показано, что в работах [9–15] на ВР оказывало существенное влияние двухфотонное поглощение, и было обнаружено новое нелинейно-оптическое явление — вынужденное температурное рассеяние, обусловленное двухфотонным нагревом (двухфотонное ВТР-2). Двухфотонный нагрев должен влиять и на ВРМБ. В работе [16] был рассмотрен один механизм такого влияния — нарушение

\*E-mail: karpov@kapella.gpi.ru

\*\*E-mail: korobkin@kapella.gpi.ru

ние фазового синхронизма.

Известно [5, 8], что ВРМБ может быть представлено в виде двух компонент, дающих вклад в акустическую волну. Первая (далее она будет называться «обычным ВРМБ») связана с электрострикционным изменением давления. Вторая (далее она будет называться «линейным температурным ВРМБ») связана с изменением давления вследствие локального теплового расширения среды при линейном поглощении света. В работе [16] при рассмотрении ВРМБ предполагалось, что акустическая волна связана только с электрострикцией. Это распространенное приближение [17], в котором предполагается, что коэффициент линейного поглощения мал.

В данной работе рассмотрен вклад нагрева среды вследствие двухфотонного поглощения в возбуждение температурной компоненты ВРМБ (далее она будет называться «двухфотонным температурным ВРМБ»).

## 2. СПЕКТРАЛЬНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ

Динамика макроскопических параметров среды, находящейся под влиянием световой волны (плотности  $\rho = \rho_0 + \Delta\rho$ , температуры  $T = T_0 + \Delta T$  и скорости  $\mathbf{V}$ ) описывается гидродинамическими уравнениями, линеаризованными относительно малых отклонений  $\Delta\rho$ ,  $\Delta T$  и  $\mathbf{V}$  от равновесных значений  $\rho_0$ ,  $T_0$  и  $\mathbf{V} = 0$  [1, 5, 18, 19, 20]:

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \frac{v^2}{\delta} \text{grad}(\Delta\rho) + \frac{v^2 \beta_T \rho_0}{\delta} \text{grad}(\Delta T) - \eta \nabla^2 \mathbf{V} = \frac{\gamma^e}{8\pi} \text{grad}(\mathbf{E}^2) - \frac{1}{8\pi} \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right)_\rho (\mathbf{E}^2) \text{grad}(\Delta T), \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\Delta\rho) + \rho_0 \text{div}(\mathbf{V}) = 0, \quad (2)$$

$$\left( \rho_0 C_V \frac{\partial}{\partial t} - \lambda_T \nabla^2 \right) (\Delta T) - \frac{C_V (\delta - 1)}{\beta_T} \frac{\partial}{\partial t} (\Delta\rho) = \frac{n c \alpha}{4\pi} (\mathbf{E}^2) - \frac{1}{8\pi} \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right)_p \left( T_0 \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{E}^2) \right). \quad (3)$$

Здесь  $v^2$  — квадрат адиабатической скорости звука,  $\delta = C_P/C_V$  — отношение теплоемкостей при постоянном давлении и объеме,

$$\beta_T = -\frac{1}{\rho_0} \left( \frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_P = \frac{1}{V} \left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_P$$

— коэффициент объемного теплового расширения при постоянном давлении,

$$\gamma^e = \rho_0 \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T$$

— коэффициент электрострикции,  $\eta$  — коэффициент вязкости,  $\lambda_T$  — коэффициент теплопроводности,  $\varepsilon = n^2$  — невозмущенная диэлектрическая проницаемость ( $n$  — показатель преломления),  $\alpha$  — коэффициент линейного поглощения света.

В уравнении Навье–Стокса (1) правая часть представляет собой объемную плотность ponderomotive электрострикционной силы [21], а изменение давления  $\Delta P$  выражено через  $\Delta\rho$  и  $\Delta T$  [22, 23]:

$$\Delta P = \frac{v^2}{\delta} (\Delta\rho) + \frac{v^2}{\delta} \rho_0 \beta_T (\Delta T).$$

Второе слагаемое, связывающее  $\Delta P$  с  $\Delta T$ , отвечает за термооптический (тепловой) механизм лазерного возбуждения звука [22]. В правой части уравнения теплопроводности (3) первое слагаемое дает тепло, выделенное в среде в результате линейного поглощения, а второе — в результате электрокалорического эффекта.

Уравнения (1) и (2) можно объединить в одно, избавившись от  $\mathbf{V}$ :

$$\left( -\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{v^2}{\delta} \nabla^2 + \frac{\eta}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \right) (\Delta\rho) + \frac{v^2 \beta_T \rho_0}{\delta} \nabla^2 (\Delta T) = \frac{\gamma^e}{8\pi} \nabla^2 (\mathbf{E}^2) - \frac{1}{8\pi} \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right)_\rho \text{div}(\mathbf{E}^2 \text{grad}(\Delta T)). \quad (4)$$

Пусть по среде навстречу друг другу распространяются две плоские линейно поляризованные монохроматические электромагнитные волны — волна накачки  $\mathbf{E}_L$  и рассеянная волна  $\mathbf{E}_S$  (одномерная по  $z$  задача):

$$\mathbf{E}_L = \frac{1}{2} \mathbf{e} \{ E_1(z, t) \exp(ik_1 z - i\omega_1 t) + \text{c.c.} \},$$

$$\mathbf{E}_S = \frac{1}{2} \mathbf{e} \{ E_2(z, t) \exp(-ik_2 z - i\omega_2 t) + \text{c.c.} \}.$$

Здесь  $\mathbf{e}$  — вектор поляризации,  $E_1(z, t)$  и  $E_2(z, t)$  — медленные комплексные амплитуды. Одновременное присутствие двух волн означает наличие суммарной волны

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_L + \mathbf{E}_S.$$

Нелинейная поляризация  $\mathbf{P}^{NL}$  возникает в результате воздействия сильного электрического поля на

среду, которое изменяет ее диэлектрическую проницаемость:

$$\Delta\varepsilon(\rho, T) = \left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}\right)_T \Delta\rho + \left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial T}\right)_\rho \Delta T.$$

Принимая во внимание то, что выполняется неравенство

$$\left|\left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}\right)_T \Delta\rho\right| \gg \left|\left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial T}\right)_\rho \Delta T\right|,$$

имеем

$$\mathbf{P}^{NL}(z, t) = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}\right)_T \Delta\rho \mathbf{E}(z, t). \quad (5)$$

Вынужденное рассеяние описывается уравнениями (3) и (4) и связанными нелинейными волновыми уравнениями:

$$\left[\nabla^2 - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right] \mathbf{E}_L = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{P}^{NL}(\omega_1), \quad (6)$$

$$\left[\nabla^2 - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right] \mathbf{E}_S = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{P}^{NL}(\omega_2), \quad (7)$$

в правых частях которых стоят волны нелинейной поляризации на частотах  $\omega_1$  и  $\omega_2$ . Из материальных уравнений (3) и (4) следует, что нелинейность возникает из зависимости  $\Delta\rho$  и  $\Delta T$  от  $\mathbf{E}^2$ , в которой учитывается только медленно осциллирующая (интерференционная) компонента квадрата суммарного поля:

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{E}^2 \rangle &= \langle 2\mathbf{E}_L \mathbf{E}_S \rangle = \\ &= \frac{1}{2} \{ E_1^* E_2 \exp [i(\omega_1 - \omega_2)t - i(k_1 + k_2)z] + \text{c.c.} \}. \end{aligned}$$

Будем рассматривать стационарное решение для рассеяния назад в предположении, что  $\Delta\rho$  и  $\Delta T$  имеют вид

$$\begin{aligned} \Delta\rho(z, t) &= \\ &= \frac{1}{2} \{ \rho_a(z) \exp [i(\omega_1 - \omega_2)t - i(k_1 + k_2)z] + \text{c.c.} \}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta T(z, t) &= \\ &= \frac{1}{2} \{ T_a(z) \exp [i(\omega_1 - \omega_2)t - i(k_1 + k_2)z] + \text{c.c.} \}. \end{aligned}$$

После подстановки  $\Delta\rho$  и  $\Delta T$  в уравнения (3) и (4) получим систему уравнений для комплексных амплитуд  $\rho_a(z)$ ,  $T_a(z)$ ,  $E_1(z)$ ,  $E_2(z)$ . Решая эту систему относительно  $\rho_a(z)$  и подставляя полученное выражение для  $\Delta\rho$  в уравнение (5), получим из уравнений (6), (7) систему уравнений для квадратов амплитуд:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \alpha\right) |E_1|^2 = -\beta |E_1|^2 |E_2|^2, \quad (8)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \alpha\right) |E_2|^2 = -\beta |E_1|^2 |E_2|^2. \quad (9)$$

Из уравнения (9) следует, что в приближении заданного поля накачки ( $|E_1|^2 = \text{const}$ )  $|E_2|^2$  при распространении назад экспоненциально растет вдоль  $z$  с коэффициентом усиления

$$g = \beta |E_1|^2 - \alpha.$$

Таким образом,  $\beta$  — параметр усиления по квадрату амплитуды. Общее выражение для  $\beta$  имеет вид

$$\begin{aligned} \beta(\Omega) &= \pm\beta_B^e \frac{1}{1+(\Delta\Omega/\Gamma_B)^2} \pm \beta_B^a \frac{2\Delta\Omega/\Gamma_B}{1+(\Delta\Omega/\Gamma_B)^2} + \\ &+ (\beta_R^e - \beta_R^a) \frac{2\Omega/\Gamma_R}{1+(\Omega/\Gamma_R)^2}. \end{aligned} \quad (10a)$$

Здесь использованы следующие обозначения:

$$\Omega = \omega_1 - \omega_2, \quad \Delta\Omega = |\Omega| - \Omega_B, \quad (10б)$$

$$\Omega_B = qv = (k_1 + k_2)v,$$

$$\Gamma_B = \frac{\eta(k_1 + k_2)^2}{\rho_0}, \quad \Gamma_R = \frac{\lambda_T(k_1 + k_2)^2}{\rho_0 C_P}. \quad (10в)$$

В формуле (10а)  $\beta_B^e$ ,  $\beta_B^a$ ,  $\beta_R^e$ ,  $\beta_R^a$  положительны. В первых двух слагаемых знак «+» берется для стоксовой области ( $\Omega > 0$ ), а знак «-» — для антистоксовой ( $\Omega < 0$ ). Коэффициенты  $\beta_R^e$ ,  $\beta_B^a$  прямо пропорциональны  $\alpha$ . Спектральная зависимость  $\beta(\Omega)$  представлена на рис. 1. (Для линейно поглощающих сред аналогичные графические зависимости для стоксовой области вблизи манделштам-бриллюэновского резонанса приведены в работах [1, 5], а полностью для стоксовой и антистоксовой областей — в работах [8, 18].)

В теории ВР [16] условие  $I_L L = \text{const}$  ( $I_L$  — интенсивность накачки,  $L$  — длина нелинейной среды) означает, что инкремент усиления  $gL$  определяется параметром усиления  $\beta$ , описываемым формулой (10а). В эксперименте [16] варьирование  $I_L$  при  $I_L L = \text{const}$  обеспечивалось за счет изменения фокусного расстояния линзы, фокусирующей накачку в нелинейную среду.

### 3. СПЕКТРАЛЬНЫЕ СОСТАВЛЯЮЩИЕ В СРЕДАХ С ЛИНЕЙНЫМ ПОГЛОЩЕНИЕМ

Член с  $\beta_B^e$  в формуле (10а) соответствует обычно ВРМБ. Спектральный контур усиления (рис. 1а) имеет резонансы при  $\Omega = \pm\Omega_B$ , что соответствует частоте акустической волны. Ширина контура приблизительно равна  $\Gamma_B$ . Усиление положительно в стоксовой и отрицательно в антистоксовой области.

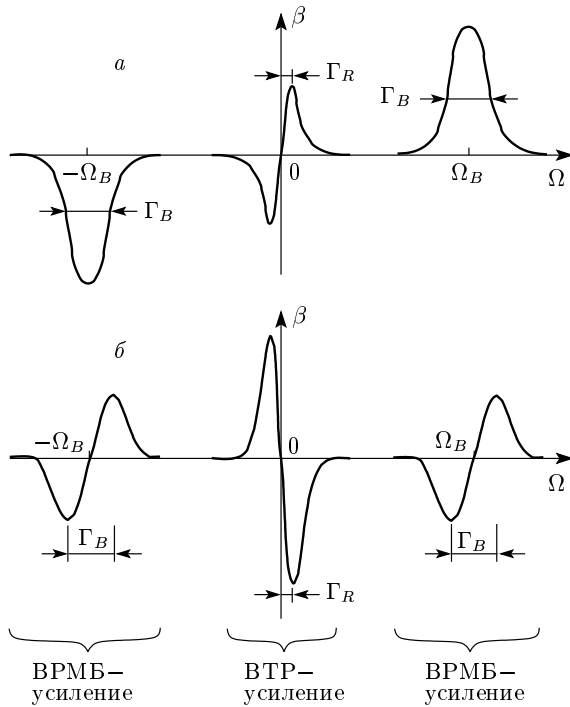


Рис. 1. Спектральные зависимости параметра усиления  $\beta(\Omega)$  (10а) рассеянной волны в поле волны накачки: а — прозрачная среда (обычное ВРМБ и ВТР-1), б — поглощающая среда (линейное/двухфотонное температурное ВРМБ и линейное/двухфотонное ВТР-2)

Член с  $\beta_B^a$  в формуле (10а) соответствует линейному температурному ВРМБ. Он исчезает при  $\alpha = 0$ . Спектральный контур усиления (рис. 1б) достигает максимумов при  $\Omega = \pm\Omega_B + \Gamma_B/2$ . Ширина контура приблизительно равна  $\Gamma_B/2$ . Положительное и отрицательное усиление достигается как в стоксовой, так и в антистоксовой областях.

Член с  $\beta_R^a$  в формуле (10а) соответствует вынужденному температурному рассеянию, обусловленному поглощением (линейному ВТР-2). Он исчезает при  $\alpha = 0$ . Спектральный контур усиления (рис. 1б) антисимметричен относительно точки  $\Omega = 0$  и достигает максимума при  $\Omega = -\Gamma_R$ . Ширина контура приблизительно равна  $\Gamma_R$ .

Член с  $\beta_R^e$  в формуле (10а) соответствует вынужденному температурному рассеянию, обусловленному электрокалорическим эффектом (ВТР-1). Он имеет спектральный контур усиления (рис. 1а), зеркально симметричный по сравнению с линейным ВТР-2.

Как показывают эксперименты, в прозрачных средах легко наблюдается стоксова компонента

обычного ВРМБ, а в линейно поглощающих средах ( $\alpha > 0$ ) — линейное ВТР-2 и линейное температурное ВРМБ. Последнее проявляется в том [1], что в стоксовой области увеличивает частотный сдвиг обычного ВРМБ. Величина этого сдвига при  $I_L L = \text{const}$  зависит только от  $\alpha$  (см. разд. 5). В антистоксовой области линейное температурное ВРМБ накладывается на отрицательное усиление обычного ВРМБ и суммарное положительное усиление возможно только при достаточно большом  $\alpha$ . Трудно наблюдать ВТР-1 вследствие малости  $\beta_R^e$ , которое в жидкостях [1] на два порядка меньше, чем  $\beta_B^e$ .

#### 4. СПЕКТРАЛЬНЫЕ СОСТАВЛЯЮЩИЕ В СРЕДАХ С ДВУХФОТОННЫМ ПОГЛОЩЕНИЕМ

Для случая  $I_L L = \text{const}$  линейное ВТР-2 является пороговым по  $\alpha$ , а двухфотонное ВТР-2 — по  $I_L$  [16]. Такое различие обусловлено тем, что в первом случае  $\beta_R^a \propto \alpha$ , а во втором —  $\beta_R^a \propto \gamma I_L$  ( $\gamma$  — коэффициент двухфотонного поглощения). Линейное ВТР-2 и двухфотонное ВТР-2 — это два разных физических механизма, которые обладают легко разделяемыми линиями в спектре ВР. Их одинаковые теоретические спектральные контуры (рис. 1б) имеют сдвиг и ширину, приблизительно равную  $\Gamma_R$ , как правило, сравнимые со спектральным разрешением экспериментальной системы [16]. В этом смысле они неотличимы не только друг от друга, но и от ВТР-1 (рис. 1а).

ВРМБ объединяет обычную (рис. 1а) и температурную (рис. 1б) составляющие, которые имеют легко экспериментально различимые спектральные контуры со сдвигом, приблизительно равным  $\Omega_B$ . Линия обычного ВРМБ чаще всего самая сильная, и динамика спектра происходит на ее фоне. При  $I_L L = \text{const}$  условия возбуждения обычного ВРМБ [16] не зависят ни от  $I_L$ , ни от  $\alpha$ .

Поскольку переход от линейного поглощения к двухфотонному в анализе ВР [16] сводится к замене  $\alpha$  на  $\gamma I_L$ , двухфотонное температурное ВРМБ в стоксовой области тоже должно сдвигать линию обычного ВРМБ. Но, в отличие от линейного температурного ВРМБ, при  $I_L L = \text{const}$  величина этого сдвига зависит от  $I_L$  (см. ниже разд. 5).

В антистоксовой области двухфотонное температурное ВРМБ будет накладываться на отрицательное усиление обычного ВРМБ. Появление антисток-

совой компоненты ВРМБ возможно только при достаточно высоких  $I_L$ .

Таким образом, в спектре ВР линейное температурное и двухфотонное температурное ВРМБ по-разному проявляют себя на фоне обычного ВРМБ.

### 5. ЗАВИСИМОСТЬ СПЕКТРАЛЬНОЙ ФОРМЫ СУММАРНОЙ СТОКСОВОЙ КОМПОНЕНТЫ ВРМБ ОТ $\alpha$ И $I_L$

Рассмотрим ту часть выражения (10а), которая отвечает за стоксову компоненту ВРМБ. Обозначим ее  $\beta_B$  и разделим на  $\beta_B^e$ . Получим

$$\frac{\beta_B}{\beta_B^e} = \frac{1}{1 + (\Delta\Omega/\Gamma_B)^2} + \frac{\beta_B^a}{\beta_B^e} \frac{2\Delta\Omega/\Gamma_B}{1 + (\Delta\Omega/\Gamma_B)^2}. \quad (11)$$

Введя обозначения

$$\beta_B/\beta_B^e \equiv Z, \quad \beta_B^a/\beta_B^e \equiv Y, \quad \Delta\Omega/\Gamma_B \equiv X,$$

получим вместо (11) уравнение

$$Z = \frac{1}{1 + X^2} + Y \frac{2X}{1 + X^2}. \quad (12)$$

Коэффициенты  $\beta_B^a$ ,  $\beta_B^e$ ,  $\Gamma_B$  не зависят от  $\Delta\Omega$ . Переменная  $X$  описывает частотный сдвиг  $\Delta\Omega$ . Значение  $X = 1$  соответствует сдвигу, равному  $\Gamma_B$ . Параметр  $Y \geq 0$  определяет относительный вклад температурного и обычного ВРМБ и, следовательно, окончательный вид величины  $\beta_B(\Delta\Omega)$ . При  $Y = 1$  максимальные значения слагаемых в правой части (12) равны 1 (рис. 2). Значения  $Y < 1$  соответствуют сильному обычному и слабому температур-

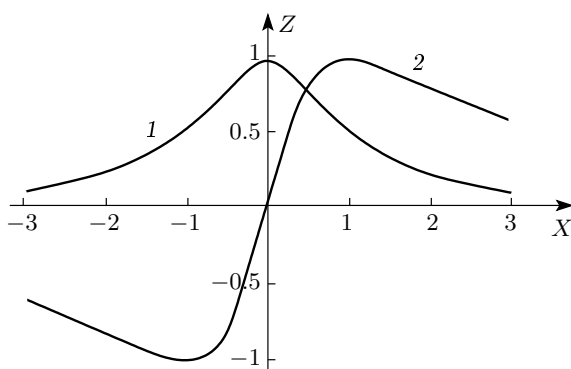


Рис. 2. Нормированные спектральные зависимости параметров усиления обычного (1) и линейного/двухфотонного температурного (2) ВРМБ для  $Y = 1$

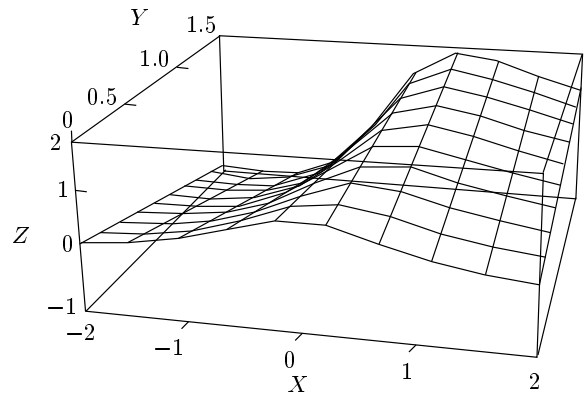


Рис. 3. Спектральная зависимость суммарного параметра усиления обычного и линейного/двухфотонного температурного ВРМБ

ному ВРМБ. Это наиболее реальный случай. Значения  $Y > 1$  практически нереальны из-за самовоздействия и нарушения фазового синхронизма вследствие нагрева при сильном поглощении [16]. Для линейного поглощения имеем [18]

$$Y = \frac{\beta_B^a}{\beta_B^e} = \frac{\delta - 1}{2 - \delta} \frac{\alpha \lambda_1}{4\pi\beta_T T} \frac{c}{v \sin(\theta/2) (\rho \partial \epsilon / \partial \rho)_T}, \quad (13)$$

где  $\lambda_1 = 2\pi c/\omega_1$ ,  $q = 2k_1 \sin(\theta/2)$ ,  $\theta$  — угол рассеяния. Для ВР назад  $\theta = \pi$ . В случае двухфотонного поглощения  $\alpha$  в (13) заменяется на  $\gamma I_L$ . Таким образом, при линейном поглощении имеем

$$Y = \text{const} \cdot \alpha, \quad (14)$$

а при двухфотонном поглощении имеем

$$Y = \text{const} \cdot \gamma I_L. \quad (15)$$

Функция  $Z(X, Y)$  описывает зависимость  $\beta_B(X)$  при различных значениях  $Y$ . Из выражений (14) и (15) следует, что при неизменных параметрах среды ( $\alpha, \gamma = \text{const}$ ) величина  $Y$ , а с ней и спектральная форма стоксовой компоненты, могут варьироваться только для двухфотонного температурного ВРМБ за счет варьирования  $I_L$ .

На рис. 2 представлены двумерные графики отдельно первого и второго слагаемых из правой части (12) при фиксированном значении  $Y = 1$ . Симметричный график соответствует первому слагаемому (обычному ВРМБ), антисимметричный график — второму (линейному/двухфотонному температурному ВРМБ).

На рис. 3 представлен трехмерный график функции  $Z = Z(X, Y)$ , в котором  $Y$  пробегает значения

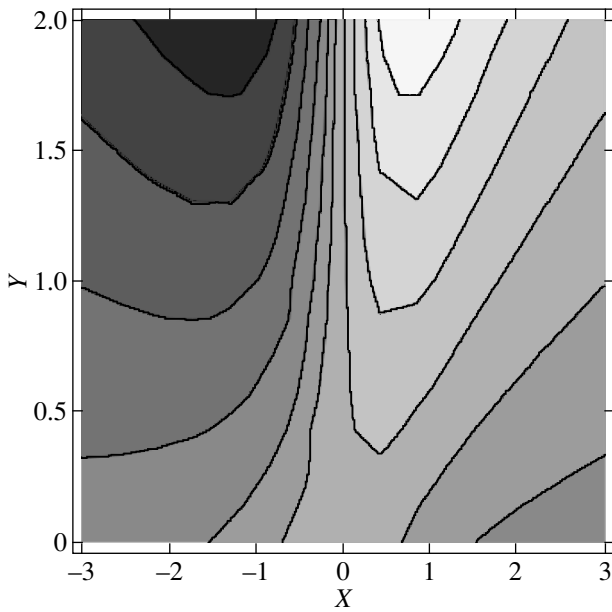


Рис. 4. Контурный график равных высот, соответствующий трехмерной поверхности на рис. 3

от 0 до 1.5. Распределение  $Z(X, Y)$  при  $Y = 0$  соответствует обычному ВРМБ и симметрично относительно прямой  $X = 0$ .

На рис. 4 представлен контурный график равных высот, соответствующий трехмерной поверхности на рис. 3. Горизонтальная ось соответствует оси  $X$ , а вертикальная — оси  $Y$ . Здесь смещение более наглядно.

Наблюдаемое в эксперименте спектральное распределение интенсивности для ВР вследствие большого усиления ( $gL \approx 25-30$ ) будет существенно (почти в 5 раз) уже [17], чем спектральная ширина суммарной линии усиления на рис. 3 и 4. Вследствие этого в эксперименте сдвиг стоксовой компоненты ВРМБ должен проявляться сильнее.

### 6. ЧИСЛЕННЫЕ ОЦЕНКИ СПЕКТРАЛЬНОГО СДВИГА

Из рис. 3 и 4 следует, что максимальное характерное изменение  $\Delta X = 1$ , а соответствующий спектральный сдвиг  $\Delta\Omega = \Gamma_B$ .

В соответствии с релаксационной теорией Мандельштама–Леонтовича затухание гиперзвуковых волн в жидкостях определяется сдвиговой вязкостью [4, 23, 24]. При этом в выражение (10в) для  $\Gamma_B$  следует подставить

$$\eta \approx \frac{2\eta_1}{3}, \quad k_1 + k_2 \approx 2k_1 = \frac{4\pi n}{\lambda_1}, \quad (16)$$

где  $\eta_1$  — коэффициент сдвиговой вязкости,  $\lambda_1$  — длина волны накачки. Тогда получим

$$\Gamma_B = \frac{2\eta_1}{3\rho_0} \left( \frac{4\pi n}{\lambda_1} \right)^2 = \frac{32\pi^2 n^2 \eta_1}{3\rho_0 \lambda_1^2}. \quad (17)$$

Сделаем оценки в соответствии с работой [16], т. е. для жидкого гексана  $C_6H_{14}$  и  $\lambda_1 = 308$  нм. Имеем следующие значения параметров [24]:  $\rho_0 \approx 0.66$  г/см<sup>3</sup>,  $n \approx 1.4$ ,  $\eta_1 \approx 3.2 \cdot 10^{-3}$  Пуаз. Тогда из (17) получаем

$$\Gamma_B \approx 1.1 \cdot 10^9 \text{ Гц} \approx 0.03 \text{ см}^{-1}.$$

Перепишем формулу (13) для гексана и  $\lambda_1 = 308$  нм. Имеем следующие значения параметров [4, 19, 24, 25]:  $\delta \approx 1.3$ ,  $\lambda_1 \approx 3 \cdot 10^{-5}$  см,  $\beta_T \approx 1.4 \cdot 10^{-3}$  К<sup>-1</sup>,  $T \approx 300$  К,  $v \approx 10^5$  см/с,  $c \approx 3 \cdot 10^{10}$  см/с,  $\theta = \pi$ ,  $\rho(\partial\varepsilon/\partial\rho)_T \approx 1$ . Получаем

$$Y = \frac{\beta_B^a}{\beta_B^e} \approx 0.73\alpha, \quad (18)$$

где размерность  $\alpha$  — см<sup>-1</sup>. Значению  $Y = 1$  соответствует  $\alpha = 1.37$  см<sup>-1</sup>.

В работе [16] был введен суммарный коэффициент поглощения среды:

$$\alpha_\Sigma = \alpha + I_L \gamma.$$

Величину  $I_L \gamma$  можно рассматривать как двухфотонную составляющую в суммарном коэффициенте поглощения. Величины  $I_L \gamma$  для трех экспериментальных значений интенсивностей накачки  $I_L$  приведены в таблице, взятой из работы [16]. Из таблицы видно, что при максимальном значении  $I_L \approx 10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup> мы имеем  $I_L \gamma \approx 1$  см<sup>-1</sup>, а  $Y = 0.73 I_L \gamma \approx 0.73$ . Из рис. 4 видно, что при этом  $X \approx 0.5$ , а спектральный сдвиг  $\Delta\Omega \approx \Gamma_B/2 \approx 0.015$  см<sup>-1</sup>.

Следует отметить, что в работе [16] при максимальном значении  $I_L$  линия ВРМБ была подавлена вследствие нарушения фазового синхронизма. При  $I_L \approx 10^9$  Вт/см<sup>2</sup> имеем  $Y \approx 0.07$ , а сдвиг слишком мал для условий работы [16]. В этом нет ничего удивительного, так как работа [16] решала другие задачи.

### 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведены основные уравнения, описывающие ВР в среде, обладающей тепловой и электрострикци-

Двухфотонная составляющая  $I_L\gamma$  в суммарном коэффициенте поглощения излучения с  $\lambda = 308$  нм в гексане для трех значений интенсивности  $I_L$  накачки

$I_L$ , Вт/см <sup>2</sup>	$I_L\gamma$ , см <sup>-1</sup>
$\geq 10^{10}$	$\geq 1.0$
$10^9$	$\approx 0.1$
$2.5 \cdot 10^8$	$\approx 0.025$

онной нелинейностями. На их основе получена спектральная зависимость параметра усиления. Проанализированы стоковые и антистоковые спектральные компоненты ВРМБ. Показано, что двухфотонное температурное ВРМБ должно сдвигать стоковую компоненту Мандельштама–Бриллюэна, но, в отличие от линейного температурного ВРМБ, величина этого сдвига зависит не от коэффициента линейного поглощения, а от интенсивности накачки.

Оценки, сделанные для жидкого гексана и длины волны накачки 308 нм дали максимальную характерную величину сдвига стоковой компоненты, приблизительно равную  $0.03$  см<sup>-1</sup>.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 04-02-17259).

## ЛИТЕРАТУРА

- И. Р. Шен, *Принципы нелинейной оптики*, Наука, Москва (1989).
- М. М. Сущинский, *Вынужденное рассеяние света*, Наука, Москва (1985).
- Б. Я. Зельдович, В. И. Поповичев, В. В. Рагульский, Ф. С. Файзулло, Письма в ЖЭТФ **15**, 160 (1972).
- И. Л. Фабелинский, *Молекулярное рассеяние света*, Наука, Москва (1965).
- В. С. Старунов, И. Л. Фабелинский, УФН **98**, 441 (1969).
- В. Г. Дмитриев, *Нелинейная оптика и обращение волнового фронта*, Физматлит, Москва (2003).
- В. С. Старунов, ЖЭТФ **57**, 1012 (1969).
- Б. Я. Зельдович, И. И. Соболевман, УФН **101**, 3 (1970).
- M. Statkine, I. J. Bijio, B. J. Feldman, and R. A. Fisher, *Opt. Lett.* **7**, 108 (1982).
- M. C. Gower, *Opt. Lett.* **7**, 423 (1982).
- M. C. Gower, *Opt. Lett.* **8**, 70 (1983).
- E. Armandillo and D. Proch, *Opt. Lett.* **8**, 523 (1983).
- M. C. Gower and R. G. Caro, *Opt. Lett.* **7**, 162 (1982).
- G. M. Davis and M. C. Gower, *IEEE J. Quant. Electr.* **27**, 496 (1991).
- С. С. Алимбиев, В. С. Букреев, С. К. Вартапетов, И. А. Веселовский, В. С. Нерсисян, А. З. Обидин, А. М. Прохоров, кратк. сообщ. по физ., ФИАН, № 12, 11 (1989).
- В. Б. Карпов, В. В. Коробкин, ЖЭТФ **127**, 984 (2005).
- Б. Я. Зельдович, Н. Ф. Пилипецкий, В. В. Шкунов, *Обращение волнового фронта*, Наука, Москва (1985).
- С. А. Ахманов, Н. И. Коротеев, *Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света*, Наука, Москва (1981).
- С. Келих, *Молекулярная нелинейная оптика*, Наука, Москва (1981).
- Н. Бломберген, *Нелинейная спектроскопия*, Мир, Москва (1979).
- Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1982).
- В. Э. Гусев, А. А. Карабутов, *Лазерная оптоакустика*, Наука, Москва (1991).
- И. Г. Михайлов, В. А. Соловьев, Ю. П. Сырников, *Основы молекулярной акустики*, Наука, Москва (1964).
- В. Ф. Ноздрев, *Применение ультразвуки в молекулярной физике*, Гос. изд. физ.-мат. лит., Москва (1958).
- М. И. Шахпаронов, *Методы исследования теплового движения молекул и строения жидкости*, Изд-во МГУ, Москва (1963).