

ВОЗБУЖДЕНИЕ ВРМБ ИЗЛУЧЕНИЕМ С ДИСКРЕТНЫМ СПЕКТРОМ. I

Ф. А. Королев, Э. А. Баскакова и В. И. Одицков

Проведено теоретическое рассмотрение обратного вынужденного рассеяния Мандельштама—Бриллюэна (ВРМБ) в условиях, когда возбуждающее излучение состоит из ряда дискретных спектральных компонент. Получены уравнения для медленно меняющихся амплитуд возбуждающего и рассеянного полей. Для случая малой длины области взаимодействия найдены интенсивности компонент ВРМБ. Теоретические выводы сопоставлены с результатами экспериментального исследования интенсивности компонент обратного ВРМБ.

Возбуждение вынужденного рассеяния Мандельштама—Бриллюэна (ВРМБ) при шумовом спектре излучения накачки исследовалось недавно в [1, 2]. В настоящей работе рассмотрен случай, когда возбуждающее излучение имеет дискретный спектр. Этот случай представляет практический интерес при использовании для возбуждения ВРМБ многомодовых лазеров. Кроме того, сложный спектральный состав возбуждающего излучения может сформироваться в результате последовательного ВРМБ, при котором рассеянное излучение, отражаясь от зеркала лазера и возвращаясь в исследуемое вещество, само возбуждает в нем следующую компоненту обратного ВРМБ и т. д. Теоретическое рассмотрение проведено спектральным методом, что хорошо выявляет физический смысл полученных результатов. Вместе с тем известная ограниченность спектрального подхода [3] неизбежно сказалась на общности рассмотрения. Именно, пришлось исключить случай близко расположенных спектральных компонент возбуждающего излучения, приняв, что расстояние между ними существенно превышает ширину линии теплового рассеяния. Не могло быть учтено и спектральное расширение возбуждающих компонент в процессе рассеяния [4]. Вследствие этого рассмотрение является строгим только при слабом рассеянии.

Уравнения для медленно меняющихся амплитуд

Вначале, не конкретизируя вида спектра накачки, получим интегродифференциальные уравнения для медленно меняющихся амплитуд Фурье возбуждающего и рассеянного полей, описывающие обратное ВРМБ. Что касается теплового рассеяния, то его пока исключим из рассмотрения. Ограничимся одномерным случаем, когда электромагнитные волны распространяются по оси z , а напряженность поля и поляризация среды не зависят от координат x и y . Примем, что возбуждающее и рассеянное поле линейно поляризованы в одной плоскости.

Представляя напряженность электрического поля в виде

$$E(z, t) = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} E(\omega, z) e^{i\omega t} d\omega + \text{компл. сопр.}, \quad (1)$$

положим

$$E(\omega, z) = \mathcal{E}_L(\omega, z) e^{-ikz} + \mathcal{E}_S(\omega, z) e^{ikz}, \quad (2)$$

где $\mathcal{E}_L, \mathcal{E}_S$ — медленно меняющиеся амплитуды, индексы L и S соответствуют возбуждающему и рассеянному полю; $k = \omega/v$, v — фазовая скорость света в среде.

Давление, создаваемое в среде силами электрострикции, также представим в виде интеграла Фурье

$$p(z, t) = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} p(\Omega, z) e^{i\Omega t} d\Omega + \text{компл. сопр.} \quad (3)$$

и положим

$$p(\Omega, z) = \mathcal{P}^+(\Omega, z) e^{-iqz} + \mathcal{P}^-(\Omega, z) e^{iqz}, \quad (4)$$

где $\mathcal{P}^+, \mathcal{P}^-$ — медленно меняющиеся амплитуды волн давления, распространяющихся соответственно в положительном и отрицательном направлениях оси z ; $q = \Omega/v$, где \hat{v} — фазовая скорость гиперзвуковых волн в среде.

Предположим, что полная ширина спектра возбуждающего излучения $\Delta \omega_L \ll \omega$ и что $\mathcal{E}_L, \mathcal{E}_S$ мало изменяются на длине затухания акустической волны. Последнее условие практически всегда выполняется даже при малых длительностях возбуждающего импульса вплоть до $\sim 10^{-12}$ сек.

Тогда из уравнения гидродинамики с учетом сил электрострикции [5] можно получить

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{P}^+(\Omega, z) &= -\frac{iY}{16\pi q} \int_0^{\infty} \frac{x^2}{\alpha + i\Delta} \mathcal{E}_L(\omega + \Omega, z) \mathcal{E}_S^*(\Omega, z) e^{i\Delta z} d\omega, \\ \mathcal{P}^-(\Omega, z) &= -\frac{iY}{16\pi q} \int_0^{\infty} \frac{x^2}{\alpha + i\Delta} \mathcal{E}_L^*(\omega, z) \mathcal{E}_S(\omega + \Omega, z) e^{-i\Delta z} d\omega. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Здесь $x = (2\omega + \Omega)/v$; $\Delta = q - \kappa$; α — амплитудный коэффициент затухания звука, связанный с шириной линии теплового рассеяния Манделштама—Бриллюэна $\delta\Omega$ соотношением $\delta\Omega = 2\alpha\hat{v}$ [5]; $Y = \rho (\partial\epsilon/\partial\rho)_S$, где производная от диэлектрической проницаемости ϵ по плотности среды ρ берется при постоянной энтропии.

Нелинейная поляризация, возникающая при возбуждении акустических волн в среде, может быть записана в виде [5]

$$P_{\text{нл}} = \frac{Y\beta_S}{4\pi} pE, \quad (6)$$

где $\beta_S = 1/\rho\hat{v}^2$ — сжимаемость среды при постоянной энтропии.

Используя (4)–(5), из уравнений Максвелла с нелинейной поляризацией (6) можно получить интегро-дифференциальные уравнения для медленно меняющихся амплитуд $\mathcal{E}_L(\omega, z), \mathcal{E}_S(\omega, z)$. Эти уравнения в полном виде не будут здесь приводиться вследствие их громоздкой записи. Анализ указанных уравнений совместно с (5) показывает, что во многих случаях волна давления \mathcal{P}^- оказывается значительно слабее, чем волна \mathcal{P}^+ . Физически это обусловлено тем, что возбуждение волны \mathcal{P}^- связано с поглощением поля рассеянного излучения. В частности, если в возбуждающем излучении отсутствуют спектральные компоненты, отстоящие друг от друга на удвоенный частотный сдвиг теплового рассеяния Манделштама—Бриллюэна, то возбуждение волны \mathcal{P}^- вообще не происходит.

В принципе можно было бы ожидать возникновения таких компонент в самом веществе вследствие повторного рассеяния. Этот процесс заключается в том, что стоксова компонента ВРМБ, идущая в обратном направлении (к лазеру), сама возбуждает в среде следующую стоксову компоненту,

распространяющуюся в том же направлении, что и лазерное излучение [5]. Повторное рассеяние, очевидно, связано с ростом волны ν^- . Можно показать, однако, что по крайней мере при стационарной накачке повторным рассеянием можно полностью пренебречь.¹ В случае одной возбуждающей компоненты этот вывод может быть легко получен из рассмотрения уравнений переноса для интенсивностей лазерной компоненты, первой стоксовой компоненты обратного ВРМБ и стоксовой компоненты повторного рассеяния. Даже в тех случаях, когда интенсивность первой стоксовой компоненты велика (сильное рассеяние), полное усиление, создаваемое ею в среде, всегда значительно меньше, чем усиление, создаваемое лазерной компонентой. Вследствие этого мощность компоненты повторного рассеяния оказывается ничтожно мала при любой практически достижимой интенсивности лазерного излучения.

В дальнейшем ограничимся теми случаями, когда волной ν^- можно пренебречь. При наличии в спектре накачки компонент, отстоящих друг от друга на удвоенный сдвиг теплового рассеяния, вопрос о справедливости такого пренебрежения требует, конечно, специального рассмотрения. Условия, при которых оно допустимо в случае дискретного спектра накачки, будут ясны из последующего изложения.

При учете только волны ν^+ уравнения для $\mathcal{E}_L(\omega, z)$, $\mathcal{E}_S(\omega, z)$ имеют вид

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\mathcal{E}_S(\omega)}{dz} &= -\frac{Y^2 \omega \mathcal{E}_S}{64\pi c n} \int_0^\infty d\Omega \mathcal{E}_L(\omega + \Omega) \frac{1}{q} \int_0^\infty d\omega' \frac{\chi'^2}{\alpha - i\Delta'} \times \\ &\quad \times \mathcal{E}_L^*(\omega' + \Omega) \mathcal{E}_S(\omega') e^{-i\frac{2(\omega - \omega')}{n} z}, \\ \frac{d\mathcal{E}_L(\omega)}{dz} &= -\frac{Y^2 \omega \mathcal{E}_S}{64\pi c n} \int_0^\infty d\Omega \mathcal{E}_S(\omega - \Omega) \frac{1}{q} \int_0^\infty d\omega' \frac{\chi'^2}{\alpha + i\Delta'} \times \\ &\quad \times \mathcal{E}_L(\omega' + \Omega) \mathcal{E}_S^*(\omega') e^{-i\frac{2(\omega - \omega' - \Omega)}{n} z}, \end{aligned} \right\} (7)$$

где $\chi' = (2\omega' + \Omega)/n$; $\Delta' = q - \chi'$; n — показатель преломления среды, c — скорость света в вакууме, u — групповая скорость света в среде.²

Далее будет рассматриваться случай, когда падающее на вещество излучение состоит из n отдельных монохроматических компонент, расстояние между которыми значительно превышает $\delta\Omega$. Если интенсивность рассеянного излучения много меньше, чем возбуждающего (слабое рассеяние), то изменение спектрального состава возбуждающего излучения, происходящее в процессе рассеяния, будет незначительно. Считая его малым, положим в правой части (7)

$$\mathcal{E}_L(\omega, z) = \sum_{j=1}^n \mathcal{E}_{Lj}(z) \delta(\omega - \omega_{Lj}), \quad (8)$$

где ω_{Lj} — частоты возбуждающих компонент, $\omega_{L1} > \omega_{L2} > \dots > \omega_{Ln}$. Вводя обозначение $\mathcal{E}_{Sj}(\Omega, z) = \mathcal{E}_S(\omega_{Lj} - \Omega, z)$ и полагая, что $\Delta_{Lj} = \omega_{L1} - \omega_{Ln} \ll \ll \frac{1}{4} \frac{v}{\delta} \delta\Omega$, получим вместо (7)

$$\frac{d\mathcal{E}_{Sj}(\Omega)}{dz} = -\frac{C}{q(\alpha - i\Delta)} \mathcal{E}_{Lj} \left(\sum_{\gamma=1}^n \mathcal{E}_{L\gamma}^* \mathcal{E}_{S\gamma}(\Omega) e^{-i\frac{2(\omega_{Lj} - \omega_{L\gamma})}{n} z} \right), \quad (9)$$

¹ Не исключено, что при наличии процессов нестационарной самофокусировки света в веществе повторное рассеяние может быть значительным. Возможно, что с этим связано его экспериментальное наблюдение при больших интенсивностях накачки [6].

² Для записи уравнений в полном виде надо справа прибавить аналогичное по структуре выражение, учитывающее волну ν^- .

$$\frac{d\epsilon_{Lj}(\omega_{Lj} + \xi)}{dz} = -C \int_0^{\infty} d\Omega \frac{1}{q(\alpha + i\bar{\Delta})} \epsilon_{Sj}(\Omega - \xi) \left(\sum_{\gamma=1}^n \epsilon_{L\gamma} \epsilon_{S\gamma}^*(\Omega) e^{i \frac{2(\omega_{Lj} - \omega_{L\gamma} + \xi)}{u} z} \right), \quad (10)$$

где $C = Y^2 \beta_s \mu \bar{\omega}^3 / 16\pi c^3$; $\bar{\Delta} = q - [(2\bar{\omega} + \Omega)/v]$; $\bar{\omega}$ — средняя частота возбуждающего излучения.

В дальнейшем не будем учитывать спектральное расширение возбуждающих компонент и будем использовать (8), (9) и (10) при $\xi = 0$. При этом сильное рассеяние формально не исключается из рассмотрения, однако следует иметь в виду, что пренебрежение спектральным расширением возбуждающих компонент при сильном рассеянии является более или менее существенным упрощением.

Из (9) и (10) при $\xi = 0$ следует

$$\frac{dI_{Lj}}{dz} = \frac{dI_{Sj}}{dz}, \quad (11)$$

где I_{Lj} — интенсивность возбуждающей компоненты, $I_{Sj} = \int J_{Sj}(\Omega) d\Omega$ — средняя интенсивность, $J_{Sj}(\Omega)$ — спектральная плотность интенсивности j -й компоненты ВРМБ.³

Случай малой длины рассеивающей среды

Уравнения (9), (10) существенно упрощаются, если длина среды достаточно мала.⁴ Пусть

$$l \ll l_c = \frac{\pi u}{\Delta\omega_L}, \quad (12)$$

где l_c — длина когерентности, определяемая полной шириной спектра накачки. Взяв начало отсчета $z = 0$ в центре кюветы и заменив с учетом (12) экспоненциальные множители на 1, получим приближенные уравнения

$$\frac{d\epsilon_{Sj}(\Omega)}{dz} = -\frac{C}{q(\alpha - i\bar{\Delta})} \epsilon_{Lj} \left(\sum_{\gamma=1}^n \epsilon_{L\gamma}^* \epsilon_{S\gamma}(\Omega) \right), \quad (13)$$

$$\delta(0) \frac{d\epsilon_{Lj}}{dz} = -\int_0^{\infty} d\Omega \frac{C}{q(\alpha + i\bar{\Delta})} \epsilon_{Sj}(\Omega) \left(\sum_{\gamma=1}^n \epsilon_{L\gamma} \epsilon_{S\gamma}^*(\Omega) \right). \quad (14)$$

В качестве граничного условия на входе в среду положим

$$\epsilon_{Lj}\left(-\frac{l}{2}\right) = \epsilon_{Lj}^0, \quad j = 1, 2, \dots, n. \quad (15)$$

Для формулировки 2-го граничного условия надо принять во внимание тепловое рассеяние Мандельштама—Бриллюэна. Для его учета к правой части (13) надо прибавить член, определяющий рост $\epsilon_{Sj}(\Omega, z)$ вследствие теплового рассеяния и выражающийся через амплитуды Фурье временного разложения флуктуаций диэлектрической проницаемости [7]. Анализ полу-

³ Пренебрегая спектральным расширением возбуждающих компонент, мы пренебрегаем флуктуациями их интенсивности, которые в действительности имеют место при сильном рассеянии. При учете этих флуктуаций в (11) под I_{Lj} надо понимать среднюю интенсивность j -й компоненты накачки. Отметим, что флуктуации интенсивности при сильном рассеянии невелики [6].

⁴ При фокусировке излучения в веществе под l надо понимать длину области взаимодействия, определяемую геометрической конфигурацией возбуждающего пучка.

ченной таким образом системы уравнений со вторым граничным условием $\mathcal{E}_{Sj}(\Omega, l/2) = 0$ приводит к соотношениям⁵

$$\frac{\mathcal{E}_{S1}(\Omega, z)}{\mathcal{E}_{L1}(z)} = \frac{\mathcal{E}_{S2}(\Omega, z)}{\mathcal{E}_{L2}(z)} = \dots = \frac{\mathcal{E}_{Sn}(\Omega, z)}{\mathcal{E}_{Ln}(z)}. \quad (16)$$

Физический смысл (16) состоит в том, что рассеяние различных возбуждающих компонент происходит на одних и тех же флуктуациях плотности и волнах давления в среде.

Пусть при $z < \bar{z}$ тепловым рассеянием можно пренебречь. В качестве 2-го граничного условия для уравнений (13), (14) используем (16), положив в них $z = \bar{z}$.

Обозначим $c_{\gamma j} = \mathcal{E}_{L\gamma}^0 / \mathcal{E}_{Lj}^0$. Решение системы (13), (14) можно найти, если положить

$$\mathcal{E}_{L\gamma}(z) = c_{\gamma j} \mathcal{E}_{Lj}(z), \quad \mathcal{E}_{S\gamma}(\Omega, z) = c_{\gamma j} \mathcal{E}_{Sj}(\Omega, z). \quad (17)$$

Действительно, с помощью (17) вместо системы $2n$ уравнений (13), (14) получаем n идентичных систем из двух уравнений

$$\frac{d\mathcal{E}_{Sj}(\Omega)}{dz} = -\frac{C\sigma_j}{q(z-i\Delta)} |\mathcal{E}_{Lj}|^2 \mathcal{E}_{Sj}(\Omega), \quad (18)$$

$$\mathcal{E}_{Lj}(z) \frac{d\mathcal{E}_{Lj}}{dz} = -C\sigma_j \mathcal{E}_{Lj} \int_0^{\infty} \frac{1}{q(z+i\Delta)} |\mathcal{E}_{Sj}(\Omega)|^2 d\Omega, \quad (19)$$

где $\sigma_j = \sum_{\gamma=1}^n |c_{\gamma j}|^2$.

Получаемые таким образом решения в соответствии с (17) удовлетворяют (16) не только при $z = \bar{z}$, но и при других значениях z .

Соотношения (16) означают, что как при тепловом, так и при вынужденном рассеянии фазы спектральных компонент рассеянного излучения коррелированы между собой в соответствии с фазовыми соотношениями компонент накачки. Это приводит к тому, что и при наличии в возбуждающем излучении компонент, отстоящих друг от друга на удвоенный сдвиг обратного рассеяния Мандельштама—Бриллюэна, волна давления \mathcal{E}^- в соответствии с (5), (8) оказывается значительно слабее волны \mathcal{E}^+ , если n значительно больше единицы.

В наших условиях, когда расстояние между возбуждающими компонентами значительно больше $\delta\Omega$, напряженность поля отдельной компоненты рассеянного излучения $E_{Sj}(z, t)$ есть стационарная случайная функция времени. Переходя к интенсивностям и учитывая, что при усреднении по ансамблю $|\mathcal{E}_{Lj}|^2$ можно считать детерминированной функцией, получим из (18)

$$\frac{dJ_{Sj}(\Omega)}{dz} = -\frac{16\pi C\alpha}{c\mu q(\alpha^2 + \Delta^2)} \sigma_j I_{Lj} J_{Sj}(\Omega). \quad (20)$$

Уравнение, следующее из (19), с учетом (20) эквивалентно (11). Последнее дает $I_{Lj} = I_{Sj} + B_j$, где $B_j = \text{const}$.

Обозначая $\tilde{\nu} = (1/2\pi)(\Omega_0 - \Omega)$, где $\Omega_0 = (2\delta/v)\bar{\omega}$, и вводя коэффициент усиления при возбуждении одной монохроматической компонентой $b(\tilde{\nu})$, рассчитанной на единичную интенсивность накачки^[5], получим

$$\frac{dJ_{Sj}(\tilde{\nu})}{dz} = -b(\tilde{\nu}) \sigma_j I_{Lj} J_{Sj}(\tilde{\nu}). \quad (24)$$

⁵ Уравнения для амплитуд, учитывающие тепловое рассеяние, привлекаются здесь только для получения (16), так как дальнейшие операции с ними наталкиваются на значительные трудности.

Из (21) видно, что коэффициент усиления каждой компоненты ВРМБ определяется суммой интенсивностей компонент накачки $I_L = \sum_{j=1}^n I_{Lj}$, поскольку $\sigma_j I_{Lj} = I_L$. Этот факт является выражением эффективного параметрического взаимодействия компонент, имеющего место при малой длине среды.

Проводя учет теплового рассеяния аналогично [4], получим уравнение для спектральной плотности мощности $\mathcal{P}_{Sj}(\tilde{\nu})$

$$\frac{d\mathcal{P}_{Sj}(\tilde{\nu})}{dz} = -b(\tilde{\nu}) I_L (\mathcal{P}_{Sj}(\tilde{\nu}) + \zeta_j A), \quad (22)$$

где $A = S_0 \theta c k T / \lambda^2 2\delta$, S_0 — минимальная площадь поперечного сечения, θ — телесный угол пучка рассеянного излучения; λ — длина волны, k — постоянная Больцмана; $\zeta_j = 1/\sigma_j$.

Решение (22) записывается в виде

$$\mathcal{P}_{Sj}(\tilde{\nu}, z) = \zeta_j A (e^{G(\tilde{\nu}, z)} - 1), \quad (23)$$

где

$$G(\tilde{\nu}, z) = \int_z^{e^{i2}} b(\tilde{\nu}) I_L(z') dz'. \quad (24)$$

В случае сильного рассеяния (23), (24) не могут быть непосредственно использованы для расчета \mathcal{P}_{Sj} . Положим $\mathcal{P}_S(\tilde{\nu}) = \sum_{j=1}^n \mathcal{P}_{Sj}(\tilde{\nu})$. Согласно (23), при $G \gg 1$ $\mathcal{P}_{Sj}(\tilde{\nu})$ и $\mathcal{P}_S(\tilde{\nu})$ имеют гауссову форму с шириной

$$\delta\nu_S(z) = \Delta\nu_S \sqrt{\frac{\ln 2}{G(0, z)}}, \quad (25)$$

где $\Delta\nu_S = (1/2\pi)\delta\Omega$. Средняя мощность всего рассеянного излучения равна

$$P_S(z) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{P}_S(\tilde{\nu}, z) d\tilde{\nu} = \chi \mathcal{P}_S(0, z) \delta\nu_S(z), \quad (26)$$

где с учетом гауссовой формы линии $\chi = 1.06$.

Введем среднюю мощность накачки $P_L(z) = I_L(z) S(z)$, где $S(z)$ — площадь поперечного сечения возбуждающего пучка, которую положим равной площади сечения рассеянного пучка. Из закона сохранения энергии $P_L(z) - P_S(z) = B$, где $B = \text{const}$. Используя это соотношение и (26), получим

$$\frac{d\mathcal{P}_S(0, z)}{dz} = -\frac{b}{S(z)} (\chi \delta\nu_S(z) \mathcal{P}_S(0, z) + B) (\mathcal{P}_S(0, z) + A), \quad (27)$$

где $b = b(0)$. При $P_S(z) \sim \text{квт}$, $G \sim 20 \div 25$. При таких значениях уже небольшое относительное изменение G приводит к резкому изменению P_S . Поэтому в области сильного рассеяния $G(0, z)$, а следовательно, и $\delta\nu_S(z)$ изменяются незначительно и в (27) можно заменить $\delta\nu_S(z)$ на $\delta\nu_S(-\frac{l}{2})$. После этого решение (27) легко получается в случае $S(z) \approx S = \text{const}$

$$\mathcal{P}_S(0, z) = \frac{\frac{1}{d}(P_L^0 - P_S^0)}{\frac{P_L^0}{P_S^0} e^{\frac{b}{S}(P_L^0 - P_S^0)} - 1} - A, \quad (28)$$

где $P_L^0 = P_L(-\frac{l}{2})$, $P_S^0 = P_S(-\frac{l}{2})$, $d = \chi \delta v_S(0)$. Граничное условие $\mathcal{P}_S(0, \frac{l}{2}) = 0$ дает

$$Ae^{\frac{b}{S}(P_L^0 - P_S^0)l} = \frac{1}{d} P_S^0 \left(1 - \frac{P_S^0}{P_L^0}\right). \quad (29)$$

Величины P_S^0 и d могут быть найдены из (29) и соотношения

$$d = \chi \Delta v_S \sqrt{\frac{\ln 2}{\ln \frac{P_S^0}{A d}}}$$

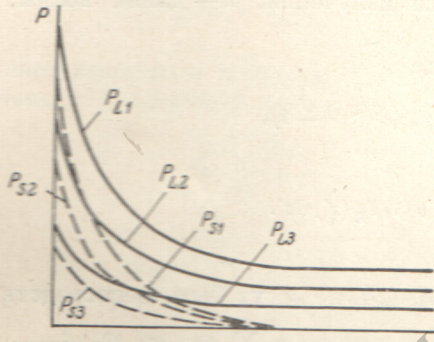


Рис. 1. Мощность спектральных компонент возбуждающего и рассеянного излучения в зависимости от расстояния при $\zeta_1 = 1/2$, $\zeta_2 = 1/3$, $\zeta_3 = 1/6$.



Рис. 2. Интерферограммы возбуждающего излучения (слева) и излучения ВРМБ (справа). Толщина эталона Фабри—Перо 3 мм.

После нахождения $\mathcal{P}_S(0, z)$ мощность $P_S(z)$ вычисляется по (26), где

$$\delta v_S(z) = \Delta v_S \sqrt{\frac{\ln 2}{\ln \frac{\mathcal{P}_S(0, z)}{A}}}$$

Мощность возбуждающего излучения равна $P_L(z) = P_S(z) + P_L^0 - P_S^0$, а мощность отдельных компонент $P_{Sj}(z) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{P}_{Sj}(\bar{\nu}, z) d\bar{\nu}$ и $P_{Lj}(z) = I_{Lj}(z) S$ определяется соотношениями

$$P_{Sj}(z) = \zeta_j P_S(z), \quad P_{Lj}(z) = \zeta_j P_L(z), \quad (30)$$

которые иллюстрируются рис. 1.

Для сильного рассеяния из полученного решения следует, что чем больше P_L^0 , тем быстрее происходит убывание мощности P_L и P_S с расстоянием. Вследствие этого возникновение обратного ВРМБ должно существенно затруднять возбуждение вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) в том же веществе [8]. Используя полученные выше выражения и аналогичные им соотношения для ВКР, нетрудно показать, что в стационарном случае при отсутствии обратной связи порог ВКР оказывается практически недостижим, если b/b' существенно превышает 2, где b' — коэффициент усиления ВКР в расчете на единичную интенсивность накачки.

Экспериментальные результаты

Для проверки соотношений (30) было использовано последовательное ВРМБ, возбуждавшееся в бензоле рубиновым лазером с модулированной добротностью. Возбуждающее излучение фокусировалось в жидкости линзой с фокусным расстоянием 15 см. Хотя разные спектральные компоненты падающего на вещество излучения неодновременно достигают пиковых значений мощности, все же обычно имеет место значительное перекрытие их во времени [5]. На рис. 2 приведены интерферограммы падающего и отраженного от вещества излучения, снятые одновременно на одном эталоне Фабри—Перо. Относительные интенсивности отдельных спектральных компонент, определенные по нескольким интерферограммам при $P_L \sim 5-15$ Мвт, в среднем составили: для возбуждающего излучения 1, 4.2, 4.5, 2.0; для рассеянного излучения 1, 3.8, 5.3, 2.2 (интенсивности первых компонент, следующих в порядке убывания частоты, приняты за единицу). Эти значения показывают, что (30) выполняются с хорошей точностью.

Для четырех компонент со сдвигом $0.2 \text{ см}^{-1} l_0 \sim 0.5 \text{ см}$. Длина области взаимодействия по приближенной оценке составляла $l \sim 0.5 \div 1 \text{ см}$. Таким образом, несмотря на уменьшение l вследствие фокусировки возбуждающего излучения, соотношение (12) все же не было выполнено. Это указывает на то, что в данных экспериментальных условиях справедливость (30), по-видимому, не ограничена жестко требованием (12).

Литература

- [1] Ю. Е. Дьяков. Письма в ЖЭТФ, 9, 487, 1969; 11, 362, 1970.
- [2] С. А. Ахманов, Ю. Е. Дьяков, А. С. Чиркин. Письма в ЖЭТФ, 13, 724, 1971.
- [3] С. А. Ахманов, А. С. Чиркин. Статистические явления в нелинейной оптике. Изд. МГУ, М., 1971.
- [4] С. Л. Танг. J. Appl. Phys., 37, 2945, 1966.
- [5] В. С. Старунов, И. Л. Фабелинский. Усп. физ. наук, 98, 441, 1969.
- [6] Ю. Е. Дьяков. Письма в ЖЭТФ, 10, 545, 1969.
- [7] И. Л. Фабелинский. Молекулярное рассеяние света. М., 1965.
- [8] А. Л. Голгер. Вестн. МГУ, физ.-астроном., 11, 693, 1970.

Поступило в Редакцию 19 июля 1973 г.