

ОСЕВОЕ АНТИСТОКСОВО ИЗЛУЧЕНИЕ И ЭФФЕКТ
ЗАВИСИМОСТИ ПОРОГА ВКР ОТ ФОКУСНОГО РАССТОЯНИЯ

Ю. Е. Дьяков

УДК 621.375.9:535 + 535.375

Рассматривается влияние осевого антистоксова излучения /5/ на инкремент и порог вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР). Показано, что значительное изменение этих характеристик возможно при фокусных расстояниях 5 - 8 см. Теоретические оценки удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными по жидкому азоту.

I. Согласно элементарным оценкам при заданной мощности излучения изменения интенсивности луча накачки I_H и длины l фокальной области при изменении фокусного расстояния линзы f взаимно компенсируются ($I_H \sim f^{-2}$, $l \sim f^2$), так что для различных f произведение $I_H l$, определяющее интенсивность стоксова излучения

$$I_C = I_{C0} \exp \Gamma_0 l \quad (\Gamma_0 = \epsilon I_H)$$

остаётся постоянным. Отсюда следует, что порог ВКР, т.е. тот уровень I_H , при котором регистрируется I_C , также от f не зависит /1/.

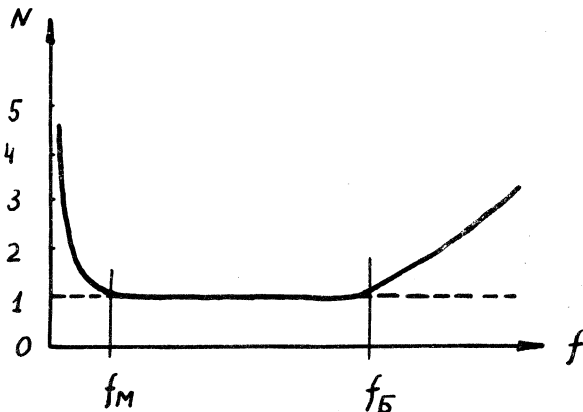
Экспериментальные данные свидетельствуют, однако, о заметном превышении порога над "бломбергенновским" уровнем ($N = 1$) как в области больших, так и в области малых f /2,3/, что схематически показано на рис.1. При больших f этот эффект может быть связан с тем, что длина l становится сравнимой с длиной L кюветы с рассеивающим веществом,

$$f_B^* = d_0 \sqrt{\frac{L}{8n_H \lambda_H^2 \epsilon_1}}$$

а также с некогерентностью накачки /3,4/,

$$f_B^* = d_0 \sqrt{\frac{\epsilon_{\text{пор}}}{32n_H \lambda_H^2 \epsilon_1 \mu^2 \delta \nu_H}}$$

В приведенных формулах, определяющих характерные фокусные расстояния d_0 - диаметр луча на линзе, $G_{\text{пор}} = (\Gamma)_{\text{пор}}$ (Γ - инкремент, характеризующий пространственное усиление стоксовой волны), $\mu' = c |u_H^{-1} - u_C^{-1}|$ - относительная дисперсия групповых скоростей,



Р и с.1.

b_H - ширина спектральной линии накачки, $\mathcal{E}_1 \geq 1$ - корректирующий фактор, связанный с расходимостью луча накачки до фокусировки, так что $1 = 8n_H \lambda_H \left(\frac{f}{d_0}\right)^2 \mathcal{E}_1$ (при дифракционной расходимости $\mathcal{E}_1 = 1$).

Рост порога в области малых f , насколько нам известно, объяснен не был. В настоящей работе показано, что этот эффект может быть связан с генерацией осевой антистоксовой компоненты БКР (см., например, /5/), влияние которой на процесс БКР увеличивается при больших плотностях мощности и малых l . Выражение (1) при этом перестает быть справедливым, так как зависимость Γ от интенсивности накачки становится существенно нелинейной, и, в частности, при больших значениях I_H величина инкремента уменьшается с ростом I_H (см. (5) и рис.2). Как показано ниже, характерная для этого механизма ослабления БКР величина фокусного расстояния равна

$$f_M = d_0 \sqrt{\frac{G_{\text{пор}}}{8n_H \lambda_H \mathcal{E}_1 \Delta}}$$

где $\Delta = k_a + k_c - 2k_H$ - расстройка волновых чисел.

Экспериментальные данные по рассеянию в жидком азоте качественно согласуются с предположением о том, что рост порога ВКР-вперед при малых l обусловлен генерацией осевого антистоксова излучения (см. ниже). В то же время эта генерация практически не должна влиять на характеристики (и, в частности, на порог) ВКР-назад, для которого величина Δ на два-три порядка больше. Это значит, что при достаточно больших интенсивностях накачки или малых l ($N = 3 - 4$) можно ожидать возникновения резкой асимметрии рассеяния с преимущественным развитием ВКР-назад.

2. Для комплексных амплитуд стоксовой (E_c) и осевой антистоксовой (E_a) компонент ВКР могут быть написаны уравнения

$$\frac{dE_c}{dz} = \gamma \left(E_c - E_a^* e^{i\Delta z + i\varphi} \right), \quad \frac{dE_a}{dz} = \gamma (1 + 2\alpha) \left(E_c^* e^{i\Delta z + i\varphi} - E_a \right), \quad (2)$$

в которых $\gamma = gI_H/2$, $\alpha = \omega_c/\omega_0$, ω_0 - колебательная частота, $\varphi/2$ - фаза накачки. При больших Δ осциллирующий член в первом из уравнений (2) не существен, и интенсивность стоксовой волны дается выражением (1). В обратном предельном случае точного фазового синхронизма ($\Delta = 0$) решение для (2) также находится без труда

$$E_c(z) = E_{c0} + \frac{E_{c0} - E_{a0}^* e^{i\varphi}}{2\alpha} \left[1 - \exp(-\alpha g I_H z) \right],$$

$$E_a^*(z) e^{i\varphi} = E_{a0}^* e^{i\varphi} + \frac{E_{c0} - E_{a0}^* e^{i\varphi}}{2\alpha} (1 + 2\alpha) \left[1 - \exp(-\alpha g I_H z) \right],$$

и показывает, что при $\Delta = 0$ вынужденное комбинационное рассеяние развиться не может. В общем случае произвольной величины Δ подстановка $E_c = x_1$, $E_a = x_2 \exp(i\Delta z + \varphi)$ преобразует (2) в систему двух уравнений $dx_1/dz = \alpha_{11}x_1 + \alpha_{12}x_2$, $dx_2/dz = \alpha_{21}x_1 + \alpha_{22}x_2$ с постоянными коэффициентами $\alpha_{11} = \gamma$, $\alpha_{12} = -\gamma$, $\alpha_{21} = \gamma(1 + 2\alpha)$ и $\alpha_{22} = -i\Delta + \gamma(1 + 2\alpha)$. Интегрируя с учетом граничных условий при $z = 0$ (все волны предполагаются распространяющимися в одном направлении), получим

$$x_1(z) = x_1(0) \frac{\exp(\gamma_1 z) - m_1 m_2 \exp(\gamma_2 z)}{1 - m_1 m_2} + x_2(0) \frac{\exp(\gamma_2 z) - \exp(\gamma_1 z)}{1 - m_1 m_2} m_1, \quad (3)$$

$$x_2(z) = x_1(0) \frac{\exp(\gamma_1 z) - \exp(\gamma_2 z)}{1 - m_1 m_2} m_2 + \\ + x_2(0) \frac{\exp(\gamma_2 z) - m_1 m_2 \exp(\gamma_1 z)}{1 - m_1 m_2},$$

где

$$\gamma_{1,2} = \frac{1}{2} (\alpha_{11} + \alpha_{22}) \mp R, \quad R = \sqrt{\frac{1}{4} (\alpha_{11} - \alpha_{22})^2 + \alpha_{12} \alpha_{21}}, \\ m_1 = \frac{\gamma_2 - \alpha_{22}}{\alpha_{21}}, \quad m_2 = \frac{\gamma_1 - \alpha_{11}}{\alpha_{12}}.$$

В рассматриваемом случае

$$\frac{1}{2} (\alpha_{11} + \alpha_{22}) = -\alpha\gamma - i\Delta/2, \quad m_1 = \frac{m_2}{1 + 2\alpha} = \frac{i\Delta/2 + \gamma(1 + \alpha) + R}{\gamma(1 + 2\alpha)},$$

причем для сред с $\Delta > 0$

$$R = \sqrt{a + ib} = u + iv, \quad a = \gamma^2 \alpha^2 - \Delta^2/4, \quad b = \Delta\gamma(1 + \alpha), \\ \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{a^2 + b^2} \pm a}, \quad \operatorname{Re} \gamma_1 = -\gamma\alpha - u < 0, \quad \operatorname{Re} \gamma_2 = -\gamma\alpha + u > 0.$$

3. Считая усиление достаточно большим ($\operatorname{Re} \gamma_2 - 1 \gg 1$), в (3) оставляем лишь члены $\sim \exp \gamma_2 z$. Для интенсивностей получим

$$|E_c|^2 = \frac{|E_{c0}|^2 |m_2|^2 + |E_{a0}|^2}{|1 - m_1 m_2|^2} |m_1|^2 e^{\Gamma l}, \quad |E_a|^2 = \frac{|E_c|^2}{|m_1|^2}, \quad (4)$$

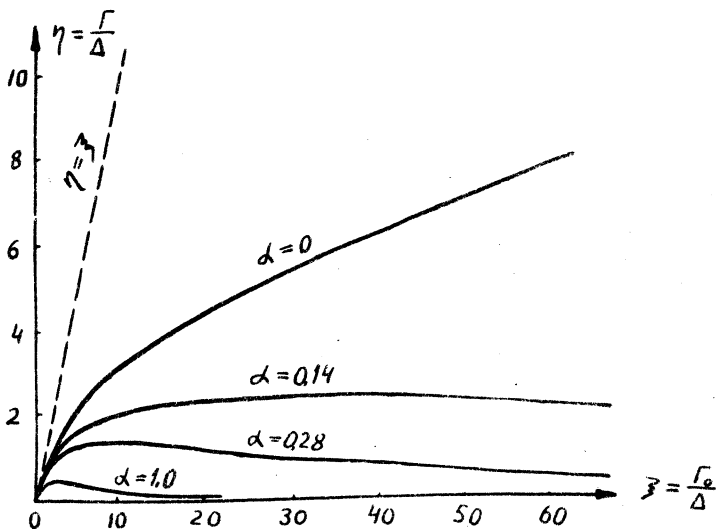
причем зависимость инкремента Γ от интенсивности накачки будет определяться следующим выражением:

$$\eta/\xi = -\alpha + \sqrt{\frac{1}{4} (1/\xi^2 - \alpha^2)^2 + (1 + \alpha)^2/\xi^2 - \frac{1}{2} (1/\xi^2 - \alpha^2)}, \quad (5)$$

где $\eta = \Gamma/\Delta$, $\xi = \Gamma_0/\Delta$, $\Gamma_0 = g I_H$ (рис.2). Относительному уменьшению инкремента в два раза ($\Gamma_0/\Gamma=2$) соответствует интенсивность накачки $I_H = I_\Delta = \frac{\Delta}{g} \frac{2}{1 + 2\alpha} \sqrt{\frac{3 + 4\alpha}{1 + 4\alpha}}$, т.е. область применимости обычного описания ВКР (I) ограничена условием $I_H < I_\Delta$. Максимум $\Gamma_{\max} \approx \frac{\Delta}{\alpha} \frac{10}{27} (1 + \frac{9}{20} \alpha)$ достигается при $I_H = \frac{\Delta}{g\alpha^2} \frac{4}{9} (1 + \frac{3}{2} \alpha)$; при дальнейшем увеличении I_H инкремент падает, $\Gamma \approx \frac{1 + 2\alpha}{2\alpha^3} \frac{\Delta^2}{g I_H}$.

4. Как следует из (5), относительное увеличение порога ВКР $N = \Gamma_0/\Gamma$ определяется соотношением

$$\left(\frac{f}{f_M}\right)^4 = \left(\frac{1}{N} + \alpha\right)^2 \frac{N}{1 - 1/N} \frac{1/N + 2\alpha}{1/N + 1 + 2\alpha}. \quad (6)$$



Р и с. 2.

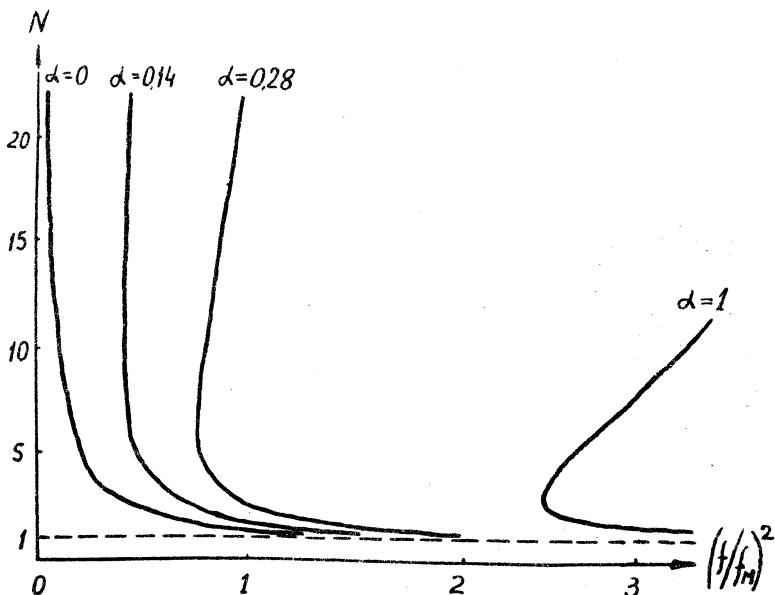
Согласно (6), каждому значению фокусного расстояния соответствуют два значения N (рис.3), что связано с неоднозначной зависимостью Γ от интенсивности накачки (рис.2). При этом величине Γ_{\max} соответствует некоторое минимальное фокусное расстояние f_{\min} , такое, что в области $f < f_{\min}$ порог ВКР вообще не может быть достигнут. Оценка для малых α дает $f_{\min} \approx f_M 1,8\sqrt{\alpha}$ и $N(f = f_{\min}) \approx 1,6/\alpha$.

5. В среде с нормальной дисперсией $n_a = n_H + n'_a$, $n_c = n_H - n'_c$ ($n'_a, n'_c > 0$) и

$$\Delta = 2\pi(\nu_a n_a + \nu_c n_c - 2\nu_H n_H) = 2\pi [\nu_H(n'_a - n'_c) + \nu_0(n'_a + n'_c)].$$

Керровская и стрижонная поправки $n_2 |E_H|^2$ к n_H для сред с $\Delta > 0$ могут привести к еще более заметному влиянию антистокса на инкремент ВКР и к появлению выброса на кривой рис.1. Аппроксимируя дис-

персионную кривую квадратичным полиномом $K(\omega) = A + B\omega + C\omega^2$, можно получить приближенное соотношение между Δ , частотой молекулярных колебаний ν_0 и относительной дисперсией групповых ско-



Р и с.3.

ростей μ' ,

$$\Delta \approx \left(\frac{1}{u_H} - \frac{1}{u_C} \right) \omega_0 \approx \left(\frac{1}{u_C} - \frac{1}{u_A} \right) \omega_0 \approx 2\pi\nu_0\mu',$$

что позволяет сравнить характерные фокусные расстояния r_M и r_B^*

$$r_B^* : r_M = \sqrt{\frac{\pi}{2} \frac{\nu_0}{\delta\nu_H}}. \quad (7)$$

6. Экспериментальные данные /3,4/ были получены с жидким азотом ($\nu_0 = 2326 \text{ см}^{-1}$) при $\lambda_H = 0,53 \text{ мк}$ ($\alpha = 0,14$), $d_0 = 0,7 \text{ см}$, $L = 25 \text{ см}$ и расходимости возбуждающего излучения до фокусировки $\Delta\varphi = 3 \cdot 10^{-3}$. Учитывая частотную зависимость показателя преломления $n_H \approx 1,19$, находим $\Delta = 72 \text{ см}^{-1}$. Считая l равным половине конфокального параметра и вычислив последний по методике

работы /7/, получим $z_1 \approx 2$ для $f = 3 - 20$ см. Таким образом, при $G_{\text{пор}} = 10$ для монохроматической накачки $f_M = 8,3$ см. Для шумовой накачки с $\delta \nu_H = 300 \text{ см}^{-1}$ имеем согласно (7) $f_B^{\text{эксп}}/f_M = 3,5$ или $f_B^{\text{теор}} = 31$ см ($f_B^{\text{эксп}} = 23$ см). Увеличение порога в интервале $f = 10 - 40$ см для монохроматической накачки обнаружено не было, что соответствует найденной выше оценке для f_M .

В работе /2/ описано возбуждение НКР также в жидком азоте, но при $\lambda_H = 0,69 \text{ мк}$ ($\alpha = 0,19$), $d_0 = 0,3$ см, $L = 8$ см и $\Delta\varphi = 4,6 \cdot 10^{-3}$. Экстраполируем данные /6/, получим $\Delta = 65 \text{ см}^{-1}$, $f_B^{\text{эксп}} = 23$ см и $f_M = 4$ см, причем $f = f_M$ соответствовало $N^{\text{эксп}} = 2,2$ что близко к $N^{\text{теор}} = 1,9$.

Квадратичная по полю поправка к Δ равна $\Delta_{NL} = -4\pi n_2 |E_H|^2 / \lambda_H$. В случае жидкого азота $n_2 = 4 \cdot 10^{-14} \text{ CGS}$ /8/, так что при $\lambda_H = 0,53 \text{ мкм}$ роль Δ_{NL} невелика ($\Delta_{NL} < 0,1\Delta$), если $E_H < 0,25 \cdot 10^5 \text{ CGS}$ или $I_H < 0,6 \cdot 10^5 \text{ Мвт/см}^2$.

Поступила в редакцию
27 октября 1973 г.

Л и т е р а т у р а

1. Н. Бломберген. Нелинейная оптика, М., 1966 г.
2. В. А. Зубов, А. В. Крайский, М. М. Сушинский, М. И. Федянина, И. К. Шувалов. ЖЭТФ, 59, 1466 (1970).
3. Л. И. Павлов. Канд. диссертация, МГУ, 1973 г.
4. С. А. Ахманов, Ю. Е. Дьяков, Л. И. Павлов. ЖЭТФ, 66, 520 (1974).
5. В. С. Бутылкин, Г. В. Венкин, В. П. Протасов, Н. Д. Смирнов, Ю. Г. Хронопуло, М. Ф. Шалыев. Письма в ЖЭТФ, 17, 400 (1973).
6. H. Augustin. Ann. der Physik, 46, 419 (1915).
7. H. Kogelnik, T. Li. Appl. Opt., 2, 1550 (1966).
8. P. McWane, D. Sealer. Appl. Phys. Letts., 9, 278 (1966).