

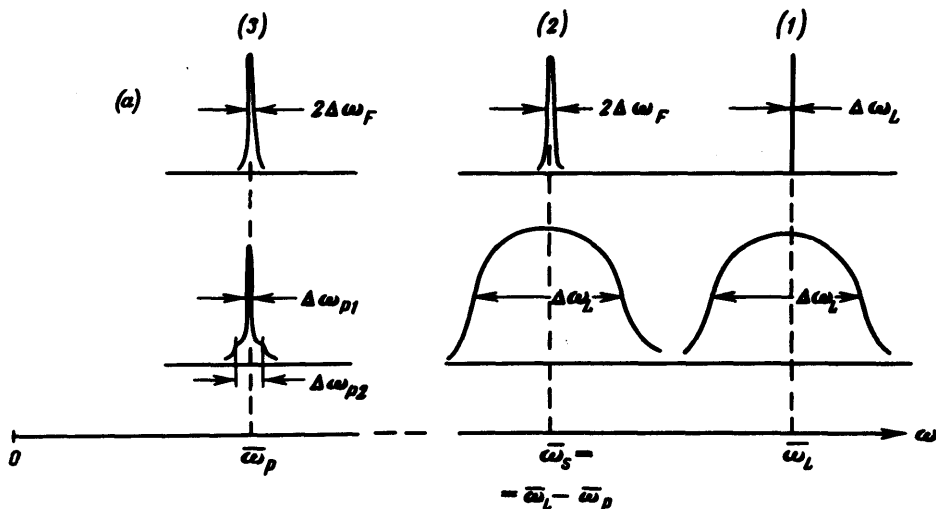
ВОЗБУЖДЕНИЕ ВЫНУЖДЕННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА НАКАЧКОЙ С ШИРОКИМ СПЕКТРОМ

К.Е.Дьяков

1. Для наблюдения вынужденного мандельштам-бриллюэновского (ВРМБ) или комбинационного (ВКР) рассеяния света в стационарном режиме лазер накачки выбирается с полосой $\Delta\omega_L$, более узкой, чем полоса $\Delta\omega_0$ спонтанного рассеяния.

В настоящей работе сделаны оценки, показывающие, что одинаково эффективно (без снижения КПД рассеяния при заданной средней интенсивности накачки \bar{I}_L) может использоваться также стационарная накачка с широким ($\Delta\omega_L \gg \Delta\omega_0$) спектром. Размытие спектра накачки, связанное с конечной длительностью T ее импульса, считается незначительным: $\Delta\omega_L T \gg 1$, а также $\Delta\omega_0 T \gg 1$.

Спектры рассеяния при $\Delta\omega_L \gg \Delta\omega_0$ приобретают ряд особенностей. В частности, ширина линии стоксовой компоненты близка к $\Delta\omega_L$ (вместе с независимостью КПД от $\Delta\omega_L$ это качественно согласуется с экспериментальными данными [1]). Спектр акустической компоненты остается, однако, узким, что дает возможность в случае ВРМБ измерять спектральными методами скорость гиперзвука почти с той же точностью, что и при $\Delta\omega_L \ll \Delta\omega_0$.



Теоретические спектры накачки (1), рассеянного света (2) и гиперзвука (3) при а узкополосном и б широкополосном возбуждающем излучении

2. Амплитуда A_S стоксовой компоненты ВРМБ¹⁾, рассеянной назад областью $0 \leq z \leq \ell$, равна [2] $A_S(t) = A_L(t) F(t)$, где

$$F(t) = \int_0^\ell d\theta \int_0^\ell dz e^{-\alpha v \theta} N(t - \theta, \ell - z) I_0 \left\{ \sqrt{2\alpha v g z} \bar{I}_L \theta [1 + \xi(t, \theta)] \right\}, \quad (1)$$

$$\xi(t, \theta) = \frac{1}{\theta \bar{I}_L} \int_0^\theta \tilde{I}_L(t - \theta_1) d\theta_1,$$

$A_L(t)$ – флуктуирующая комплексная амплитуда накачки; интенсивность возбуждающего излучения представлена в виде суммы постоянной и переменной компонент, $|A_L^2(t)| = \bar{I}_L + \tilde{I}_L(t)$; α и v – коэффициент затухания и скорость гиперзвука на частоте $\bar{\omega}_p = 2(v/u) \bar{\omega}_L$ ($\Delta\omega_0 = 2\alpha v$), $\bar{\omega}_L$ – средняя частота лазера, u – скорость света в среде, $N(t, z)$ – шумовое поле; g – постоянный коэффициент, равный удельному усилению (на единицу интенсивности накачки и единицу длины) при монохроматическом возбуждающем излучении; I_0 – модифицированная функция Бесселя.

¹⁾ Динамическое подобие линейных режимов ВКР и ВРМБ (см., например, выражения для стоксовых амплитуд в [2] и [3]) обосновывает применение сделанных далее оценок в ВКР.

При $\Delta\omega_L \gg \Delta\omega_0$, вследствие усреднения при интегрировании в (2), величина ξ в (1) мала, и функция $F(t)$ будет иметь те же характеристики, что и в случае $\xi = 0$ или $\tilde{I}(t) = 0$, когда, как известно, дисперсия F равна $\sigma_F^2 \sim \exp J$, а ширина спектра $-\Delta\omega_F = \alpha v \sqrt{(\ln 2)/J}$, где $J = g \tilde{I}_L \ell \gg 1$ [4, 5]. Отсюда следует, что экспоненциальная зависимость интенсивности стоксовой компоненты ВРМБ от J при широкополосной накачке сохраняется: $I_S = \tilde{I}_L \sigma_F^2 \sim \exp J$.

Однако, поскольку $F(t)$ меняется со временем существенно медленнее, чем $A_L(t)$ ($\Delta\omega_F < \Delta\omega_0 \ll \Delta\omega_L$) то спектр рассеянного света будет повторять по форме спектр накачки (рис. б).

Оценивая ξ , заметим, что при $\xi = 0$ в (1) для интегрирования по θ существенна лишь малая область около $\theta = \theta_0 = J/\Delta\omega_0$. Это означает, что время усреднения в (2) велико по сравнению с временем корреляции накачки ($\Delta\omega_L \theta_0 = \Delta\omega_L J/\Delta\omega_0 \gg 1$), и для оценок процесс $\tilde{I}_L(t)$ можно считать δ -коррелированным, а процесс $\xi(t)$ — гауссовым. Дисперсия ξ согласно (2) будет $\langle \xi^2 \rangle = \Delta\omega_0/J \Delta\omega_L \ll 1$, в соответствии с исходным предположением о малости ξ . Из аргумента I_0 в (1) ξ можно вынести в виде множителя

$\leq B(t) = \exp\left[\frac{1}{2} J \xi(t)\right]$, средне-квадратическое значение и ширина спектра которого оцениваются как $\sigma_B^2 = \exp(J \Delta\omega_0/\Delta\omega_L)$ и $\Delta\omega_B = \Delta\omega_0/J (J \Delta\omega_0/\Delta\omega_L \ll 1)$, $(\Delta\omega_0)^2/\Delta\omega_L (J \Delta\omega_0/\Delta\omega_L \gg 1)$. Сравнение с найденными ранее характеристиками F дает $\sigma_B^2 \ll \sigma_F^2$ и $\Delta\omega_B < \Delta\omega_F$, так что влияние ξ на усиление и спектральные характеристики несущественно.

3. В процессе ВРМБ возникает гиперзвуковая волна. Рассмотрим ее амплитуду A_p в начале области рассеяния ($z = \ell$), где интенсивность звука $I_p = \langle |A_p|^2 \rangle$ максимальна. Для $A_p = P/2v\rho$ (P — амплитуда давления, ρ — плотность) может быть написано уравнение

$$\sqrt{\frac{2\tilde{\omega}_L}{g\omega_p\alpha v^2}} \left(\frac{dA_p}{dt} + \alpha v A_p \right) = A_L^* A_S = [\tilde{I}_L + \tilde{I}_L(t)] F(t), \quad (3)$$

из которого видно, что при широкополосной накачке в спектре гиперзвука появляются крылья, связанные с быстро-меняющейся компонентой $\tilde{I}_L(t)$ в правой части (3) и занимающие полосу частот $\Delta\omega_{p2} = \Delta\omega_0$ (рис. б). Центральная и основная по интенсивности часть спектра имеет, однако, тот же вид, что и при узкополосной накачке, характеризуясь полосой $\Delta\omega_{p1} \approx \Delta\omega_0 \sqrt{(\ln 2)/J}$ (см. рис. а и б), причем ее суммарная интенсивность I_{p1} значительно превышает интенсивность I_{p2} , заключенную в крыльях спектра (примерно, в $\Delta\omega_L/\Delta\omega_0 \ll 1$ раз).

4. Следует отметить, что при выводе выражения (1) в [2] были использованы условия

$$\frac{1}{u} \frac{\partial A_S}{\partial t} \ll \frac{\partial A_S}{\partial z}, \quad A_L(t + z/u) = A_L(t), \quad (4)$$

которые очевидно, перестают выполняться при слишком широкой полосе $\Delta\omega_L$.

Замена в (1) t на $t + z/u$ сводит (4) к одному неравенству: $(2/u)\partial A_S/\partial t \ll \partial A_S/\partial z$. Подставив сюда (см. п.2) $\partial A_S/\partial t \approx \frac{1}{2} \Delta\omega_L A_S$ и $\partial A_S/\partial z \approx A_S g \bar{l}_L \frac{1}{2}$, найдем, что для справедливости полученных результатов должно соблюдаться условие

$$\Delta\nu_L \ll \frac{1}{4\pi} g \bar{l}_L,$$

где $\Delta\nu_L$ — ширина спектра накачки в см^{-1} . В случае ВКР аналогичные условия, ограничивающие сверхху ширину полосы накачки, имеют вид

$$\Delta\nu_L \ll \frac{1}{4\pi} g \bar{l}_L \quad (\text{для ВКР назад}).$$

$$\Delta\nu_L \ll \frac{1}{4\pi} g \bar{l}_L \frac{u}{\delta u} \quad (\text{для ВКР вперед}),$$

где $\delta u/u$ — относительная дисперсия групповых скоростей стоксовой компоненты ВКР и возбуждающего излучения.

Полоса накачки не должна превышать также удвоенный сдвиг

$$\Delta\omega_L < 2\bar{\omega}_p,$$

так как в противном случае по отношению к части спектра накачки некоторые частоты рассеяния будут антистоксовыми и возможно их подавление, что снизит эффективность накачки. Нетрудно убедиться, что при этом во взаимодействии участвуют гиперзвуковые волны частоты $\approx \bar{\omega}_p$, бегущие в обоих направлениях, а не только в направлении хода лазерного луча, как предполагалось выше. Этот случай принципиально не описывается той системой укороченных уравнений, для которой было найдено решение (1).

Поступила в редакцию
5 марта 1970 г.

Литература

- [1] В.В.Бочаров, А.З.Грасиж, И.Г.Зубарев, В.Ф.Муликов. ЖЭТФ, 56, 430, 1969.
- [2] Ю.Е.Дьяков. Письма в ЖЭТФ, 9, 487, 1969.
- [3] S.A.Akhmanov. Mater. Res. Bull., 4, 455, 1969.
- [4] C.L.Tang. J.Appl. Phys., 37, 2945, 1966.
- [5] В.С.Старунов, И.Л. Фабелинский. УФН, 98, 441, 1969.