[3] Ch. Kittel. Revs. Mod. Phys. 21, 241, 1949; УФН, 41, 452, 1950; Физика ферромагнитных областей, М., ИИЛ, 1951.

[4] Е.М.Лифшиц. ЖЭТФ, 15, 97, 1945.

[5] L.Neel J. de phys. et rad., 5, 241, 1944; Физика ферромагнитных областей, М., ИИЛ. 1951.

[6] М.Я.Широков. ЖЭТФ, 15, 57, 1945; 16, 60, 1946.

[7] O.Halpern, T.Holstein. Phys. Rev. 59, 960, 1941.

[8] R.P.Newton, Ch. Kittel. Phys. Rev., 74, 1604, 1948.

[9] С.В.Малеев, В.А.Рубан. ЖЭТФ, данный номер, стр. 541

[10] Н.Рамзей. Молекулярные пучки М., ИИЛ, 1960.

Письма в ЖЭТФ, том 10, стр. 545–550 *5 декабря 1969 г.*

ОЦЕНКА ШИРИНЫ ЛИНИИ ВЫНУЖДЕННОГО МАНДЕЛЬШТАМ – БРИЛЛЮЭНОВСКОГО И КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА ПРИ НАСЫЩЕНИИ

Ю.Е.Дьяков

Вынужденное рассеяние Мандельштама – Бриллюэна. 1. Известно [1,2], что при достаточно малых интенсивностях накачки I_L ($I_L < I^{МБ}_{пор}$) компонента ВРМБ, отраженная областью $0 < Z < \ell$, имеет интенсивность $I_{МБ}$, малую по сравнению с I_L (линейный режим рассеяния), причем ширина линии уменьшается с ростом интенсивности накачки

$$\Delta\omega_{МБ(лин)} = \Delta\omega\sqrt{\frac{\ln 2}{g\ell I_L}}, \qquad (1)$$

где $\Delta\omega$ – ширина линии теплового рассеяния Мандельштама – Бриллюэна, g – коэффициент усиления. Ниже приведены оценки, позволяющие сделать вывод, что в существенно нелинейном режиме ВРМБ ($I_{МБ}(z=0) \lesssim I_L(z=0) >> I^{МБ}_{пор}$) ширина линии стремится к

$$\Delta\omega_{МБ} \propto \Delta\omega\sqrt{\frac{\ln 2}{g\ell I^{МБ}_{пор}}} = \Delta\omega\sqrt{\frac{\ln 2}{G}} \qquad (2)$$

и перестает зависеть от интенсивности накачки (G – введенная в работе [3] постоянная). Аналогичная зависимость ширины линии от интенсивности накачки получена и для m-й стоксовой компоненты вынужденного комбинационного рассеяния (рис.1).

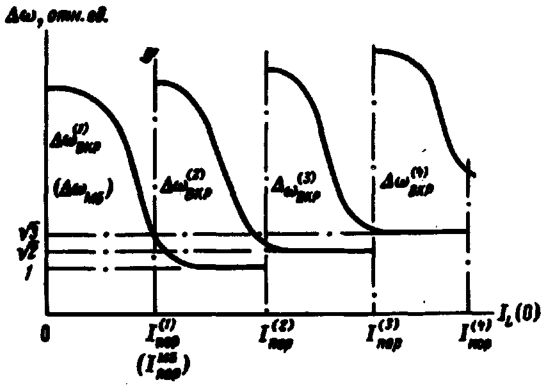

Рис. 1

2. Оценка (2) вытекает из результатов решения следующих вспомогательных задач: а) для режима насыщения ВРМБ определим (в статическом приближении) комплексную амплитуду A и корреляционную функцию $k(\tau)$ мандельштам – бриллюэновской компоненты (МБК) при $z = 0$ (начало области взаимодействия), считая, что при $z = \ell$ МБК – нормальный случайный процесс с амплитудой A^{eq}, функцией корреляции $k^{eq}(\tau)$ и спектральной полосой $\Delta\omega^{eq}_{МБ}$. Величина A может быть найдена из уравнения

$$\partial A/\partial z + \frac{1}{2} g I_L(z) A = 0$$

($I_L(z)$ – определяемое теорией Танга [2] пространственное распределение интенсивности возбуждающего излучения) и граничного условия $A_{z=\ell} = A^{eq} = \rho e^{i\phi}$:

$$A \simeq e^{i\phi}\sqrt{I_L(0) - \langle I_0 \rangle}, \quad I_0 e^{-g\ell I_0} \simeq \rho^2, \tag{3}$$

$\langle I_0 \rangle = I^{МБ}_{пор}$; угловые скобки означают статическое усреднение. Считая относительные флуктуации величины I_0 малыми и $g\ell I_0 \gg 1$ (это значит, что рассеяное излучение намного слабее возбуждающего при $z \simeq \ell$, что обычно имеет место), найдем

$$\langle I_0 \rangle e^{-g\ell \langle I_0 \rangle} = \langle \rho^2 \rangle \equiv I^{eq}, \; I^{МБ}_{пор} \simeq \frac{1}{g\ell}(\ln + \ln\ln)\frac{1}{g\ell I^{eq}}, \tag{4}$$

где I^{eq} – эквивалентная интенсивность МБК при $z = \ell$.

Согласно (3) у отраженного света в режиме насыщения флуктуирует только фаза. Следовательно, искомое соотношение между корреляционными функциями имеет вид ([4], стр.566)

$$k = \frac{\pi}{4} \; \frac{E(k^{eq}) - [1-(k^{eq})^2]k(k^{eq})}{k^{eq}} \sim k^{eq} + \frac{1}{8}(k^{eq})^2 + \ldots ,$$

где E и k – эллиптические интегралы. Найденная связь между $k(\tau)$ и $k^{eq}(\tau)$ мало отличается от линейной. Таким образом, в результате нелинейного преобразования $A^{eq} \to A$ вид спектра МБК (а следовательно и ширина линии) остается практически без изменений:

$$\Delta\omega_{МБ} \simeq \Delta\omega_{МБ}^{eq} ; \qquad (5)$$

б) Найдем ширину линии $\Delta\omega_{МБ}^{eq}$ для МБК, эквивалентной реальным пространственно-распределенным источникам при насыщении. Используя результаты работы [2] можно показать, что в большей части области рассеяния ($\ell_0 < z < \ell$, $\ell_0/\ell = 1/g\ell I_0 << 1$) интенсивность $I_L(z)$ накачки постоянна и равна I_0, а $I_{МБ}^{(z)} << I_0$. Лишь в сравнительно узком интервале $0 < z < \ell_0$ интенсивности $I_L(z)$ и $I_{МБ}(z)$ возрастают (в 10–100 раз), достигая примерно одинаковой величины при $z = 0$ (рис.2).

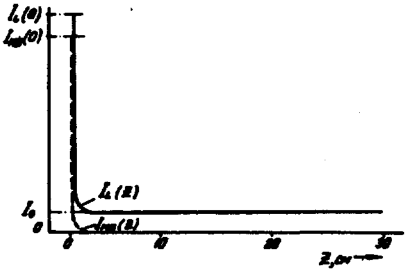

Рис. 2. КПД $= I_{МБ}(0)/I_L(0) = 0{,}9$, $g = 0{,}13$ *см/Мвт*, $\ell = 30$ *см*, $I_L(0) = 183$ *Мвт/см²*

Таким образом, на интервале $\ell_0 < z < \ell$ справедливо линейное описание ВРМБ, причем усиление полей источников происходит при почти постоянном уровне накачки I_0, т.е. (см. (1)) на этом интервале ширина линии ВРМБ постепенно уменьшается

$$\Delta\omega_{МБ}(z) = \Delta\omega \sqrt{\frac{\ln 2}{g(\ell - z)I_0}}, \qquad \ell_0 < z. \qquad (6)$$

В области $0 < z < \ell_0$ не происходит ни дальнейшего существенного сужения линии ВРМБ (из-за относительно небольшого усиления МБК на этом участке), ни ее заметного расширения (см. задачу а)). Таким образом, в качестве $\Delta\omega^{eq}_{МБ}$ можно взять $\Delta\omega_{МБ}(\ell_0)$ из (6), что приводит к оценке (2), если учесть соотношения (5), $\ell_0 << \ell$ и $I_0 \simeq <I_0> = I^{МБ}_{пор}$

3. Полагая в уравнении (4) $I^{eq} = I_1/\sqrt{x}$ [2], получим уравнение $xe^{-3/2x} = (g\ell I_1)^{2/3}$, из которого можно оценить пороговую интенсивность:

$$x = g\ell < I_0 > = g\ell I^{МБ}_{пор} = G \simeq \frac{3}{2}(\ln + \ln\ln)\frac{3}{2}(g\ell I_1)^{-2/3}.$$

Здесь

$$I_1 = \frac{\theta a n T f_L^2 k\sqrt{\ln 2}}{2\pi c} \simeq 6\cdot 10^{-34}\theta a n T f_L^2,$$

где θ – телесный угол расходимости пучка света лазера, n и T – коэффициент преломления и температура рассеивающей среды, a – коэффициент затухания гиперзвука, f_L – частота накачки, k – постоянная Больцмана, c – скорость света. Например, если $g = 0{,}13$ *см/Мвт* (CS_2 [5]), $\theta = 10^{-4}$ *стерад*, $a = 300$ *см*$^{-1}$, $n = 1{,}5$, $T = 300°$, $f_L = 4\cdot 10^{14}$ *гц* и $\ell = 30$ *см*, то $I_1 \simeq 10^{-3}$ *Мвт/см*^{2}, $G = 8{,}5$ и $I^{МБ}_{пор} = 2{,}2$ *Мвт/см*^{2}, причем, согласно (2) линия ВРМБ при насыщении примерно в 3 раза уже $\Delta\omega$.

Вынужденное комбинационное рассеяние. При последовательном возбуждении стоксовых компонент ВКР пространственное распределение интенсивности накачки $I_L(z)$ и стоксовых компонент $I_m(z)(m=1,2\ldots)$ имеет вид, качественно представленный на рис.3 [6]. Если пренебречь

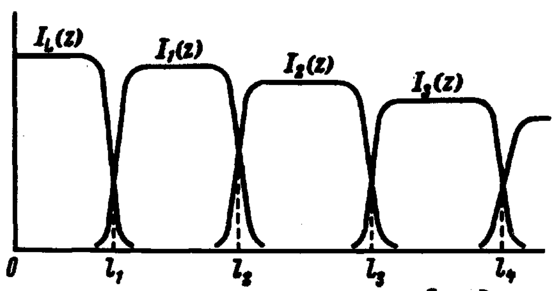

Рис. 3.

затуханием, то характерные длины ℓ_m и уровни насыщения $(I_m)_{max}$ можно оценивать как [7]

$$\ell_m \simeq \frac{m\ln 1/a}{g_m I_L(0)}, \quad (I_m)_{max} = I_L(0)\frac{\omega_m}{\omega_L} \quad (m = 1,2,\ldots), \tag{7}$$

где $g_m = g_0\omega_m/\omega_L$ – коэффициент усиления для m-й стоксовой компоненты с частотой ω_m, ω_L – частота накачки, $a \simeq 10^{-12}$ (для CS_2) – начальный относительный уровень интенсивности рассеяния [8].

Рассуждая так же, как и в случае ВРМБ, можно прийти к заключению что на интервале насыщения m-й компоненты ВКР ($\ell_m < z < \ell_{m+1}$) у этой компоненты флуктуирует только фаза, т.е. ее комплексная амплитуда является случайной функцией вида (5): $A_m \simeq \sqrt{(I_m)_{max}}\, e^{i\phi_m}$, причем спектр ϕ_m определяется при линейном усилении на предыдущем интервале $\ell_{m-1} < z < \ell_m$ в поле $(m-1)$-й стоксовой компоненты с комплексной амплитудой

$$A_{m-1} = \sqrt{(I_{m-1})_{max}}\quad e^{i\phi_{m-1}},$$

и т.д. В линейном приближении анализ ВРМБ и ВКР аналогичен [9], и из нестационарной теории ВРМБ, развитой в работе [10], следует, что $\phi_m = \phi_{m-1} + \phi'_m$, где ϕ'_m – фазовые флуктуации при $\phi_{m-1} = 0$, причем ϕ_{m-1} и ϕ'_m – статически независимы. В результате, учитывая (7) и гауссовскую форму спектров рассеяния в линейной области [2], получим следующую оценку для эффективной ширины спектра m-й стоксовой компоненты ВКР при ее насыщении

$$\Delta\omega^{(m)}_{\text{ВКР}} \simeq \sqrt{\frac{m\ln 2}{\ln 1/a}}, \quad (m \simeq 1, 2, \ldots) \tag{8}$$

т.е. ширина линии не зависит от длины рассеивающей области, интенсивности накачки и коэффициентов усиления, определяясь лишь a и номером m компоненты (рис.1). Указанные на рис.1 пороговые значения интенсивности накачки равны $I^{(m)}_{\text{пор}} = (\ln 1/a)/g_m\ell$, где ℓ – полная длина рассеивающей области. Если $\ell > \ell_m$ для всех существенных значений интенсивности накачки, то оценка (8) сохранит силу и при произвольном распределении интенсивности накачки по сечению пучка.

Научно-исследовательский
институт приборостроения

Поступила в редакцию
23 октября 1969 г.

Литература

[1] В.С.Старунов, И.Л.Фабелинский. УФН, 98, 442, 1969.
[2] C.L.Tang. J.Appl. Phys., 37, 2945, 1966.
[3] M.Maier. Phys. Rev., 166, 113, 1968.

[4] Д.Миддлтон. Введение в статистическую теорию связи (пер. с англ. "Советское радио", М., 1961).
[5] M.Maier, W.Rother, W.Kaiser. Appl. Phys. Lett., 10, 180, 1967.
[6] Y.R.Shen, N.Bloembergen. Phys. Rev., 137, A1787, 1965.
[7] Ю.Е.Дьяков. Труды конференции по нелинейной оптике. Новосибирск, 1969.
[8] D. der Linde. M.Maier, W.Kaiser. Phys. Rev., 178, 11, 1969.
[9] S.A.Ackmaцov. Mater. Res. Bull., 4, 455, 1969.
[10] Ю.Е.Дьяков. Письма в ЖЭТФ, 9, 487, 1969.
