

МЕДЛЕННЫЕ ФЛУКТУАЦИИ ПОЛЯ СТОКСОВОЙ ВОЛНЫ ПРИ ВРМБ С ШИРОКОПОЛОСНОЙ НАКАЧКОЙ

О.М.Возник, В.И.Одинцов

Экспериментально обнаружено, что при генерации и усилении ВРМБ в поле широкополосной накачки стоксова волна наряду с быстрыми флуктуациями, связанными с шириной ее спектра, испытывает медленные флуктуации с характерным временем, определяемым шириной спектра фоновой волны.

В работах [1 – 3] сообщалось об экспериментальном обнаружении флуктуаций ВРМБ при возбуждении узкополосным лазерным излучением. Наблюдавшиеся флуктуации определяются шириной спектра стоксовой компоненты $\Delta\omega_S$ и имеют характерный масштаб $2\pi/\Delta\omega_S$. При широкополосной накачке вследствие большой ширины спектра стоксовой волны $\Delta\omega_S \approx \Delta\omega_L \gg \Delta\Omega$ ($\Delta\omega_L$ – ширина спектра накачки, $\Delta\Omega$ – ширина линии теплового рассеяния) должны иметь место флуктуации с малым временем $2\pi/\Delta\omega_S \ll 1/\Delta\Omega$. В настоящей работе экспериментально установлено, что наряду с этими быстрыми флуктуациями огибающая ВРМБ в когерентном режиме рассеяния испытывает также медленные флуктуации с характерным временем $\tau > 2\pi/\Delta\Omega$, которое определяется шириной спектра фоновой волны. Такие же медленные флуктуации огибающей возникают и при усилении стоксова импульса в усилителе с широкополосной накачкой.

Обратное ВРМБ возбуждалось в CS_2 , бензоле и ацетоне излучением одномодового рубинового лазера с шириной спектра $\sim 0,15 \text{ см}^{-1}$. Лазерный импульс гладкой формы имел длительность 30 нсек. Излучение накачки фокусировалось линзой ($f = 15 \text{ см}$) в кювету длиной $l = 22 \text{ см}$. Диаметр светового пятна на линзе составлял $\sim 3 \text{ мм}$. Для развязки между лазером и кюветой помещалась оптическая линия задержки длиной 6 м. Работа велась при небольшом превышении порога

ВРМБ, когда коэффициент преобразования в стоксову компоненту составлял $\sim 10\%$. Интенсивность накачки в фокальной области намного превышала критическую интенсивность I_L^{KP} . Диэлектрический пробой в жидкости отсутствовал. ВРМБ в CCl_4 было близким к одномодовому, а в бензоле и ацетоне состояло из многих поперечных мод. Типичная осциллограмма импульса ВРМБ в CCl_4 , полученная при мощности накачки $P_L \sim 120$ кВт, приведена на рис. 1, а. Диафрагмирование светового пучка перед фотоэлементом не увеличивало глубину модуляции. Поскольку спад интенсивности при удалении от центра импульса смещает положение максимумов, то определение среднего расстояния между ними τ проводилось по "выпрямленным" осциллограммам. Для этого их ординаты умножались на соответствующие множители, определявшиеся по среднему ходу огибающей. Для CCl_4 было получено $\tau = 8,5 \pm 1$ нсек. Для бензола глубина модуляции увеличивалась при установке перед фотоэлементом малой диафрагмы. Интервал τ составил 15 ± 2 нсек. В ацетоне, как правило, импульс ВРМБ был гладким (рис. 1, б). Лишь в редких случаях на его крыльях возникал слабый второй максимум.

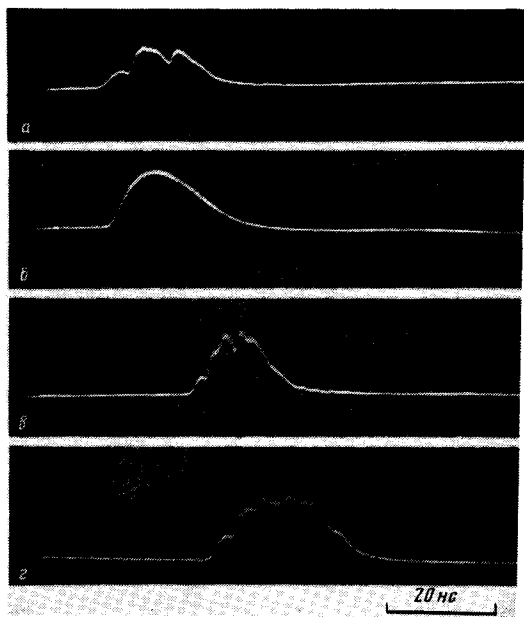


Рис. 1. Осциллограммы импульсов ВРМБ: а — генерация в CCl_4 , б — генерация в ацетоне, в, г — усиление в CCl_4 .

При работе с усилителем луч лазера 1 (рис. 2) после прохождения линии задержки 2 делился на два пучка полупрозрачным зеркалом 3. Один из них шел в кювету-усилитель 5 с CCl_4 ($l = 22$ см), а другой в кювету-генератор 7 с ацетоном, дающим почти такой же сдвиг ВРМБ, что и CCl_4 . Гладкий импульс ВРМБ в ацетоне (рис. 1, б) направлялся в кювету-усилитель 5 навстречу импульсу накачки. Мощность накачки в усилителе P_L варьировалась с помощью светофильтра 4. Интенсивность накачки в фокальной области значительно превышала I_L^{KP} .

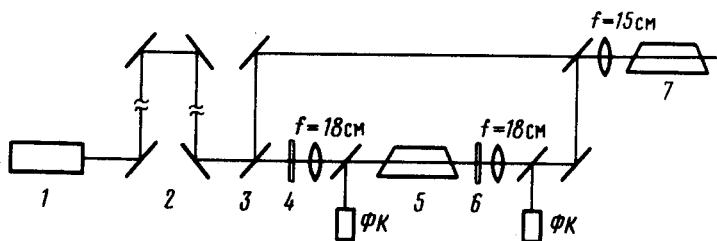


Рис. 2. Схема установки для наблюдения флуктуаций ВРМБ в усилителе

Входной сигнал ВРМБ ослаблялся светофильтром 6 так, чтобы мощность усиленного сигнала была намного меньше P_L . Импульсы ВРМБ на входе и выходе усилителя регистрировались фотоэлементами ФК.

На осциллограммах импульсов ВРМБ после прохождения через усилитель возникали медленные флуктуации. Интервал τ был меньше, чем при генерации, и уменьшался при ослаблении мощности накачки в усилителе. Типичные осциллограммы усиленных импульсов ВРМБ приведены на рис. 1, в ($P_L \sim 20$ кВт, усиление ~ 10 раз) и 1, г ($P_L \sim 40$ кВт, усиление ~ 300 раз).

Для теоретической интерпретации эффекта рассмотрим ВРМБ в поле плоской волны накачки $E_L(t, z)$. В случае генерации, считая, что ВРМБ регистрируется в малом телесном угле θ , представим поле

стоксовой компоненты в виде $E_S = \int_{(\beta)} d^{(2)} \vec{\beta} \int_0^\infty d\omega_S E_S(\omega_S, \vec{\beta}, z) e^{i[\omega_S t - k(\omega_S, \vec{\beta})r]}$,

где $|k(\omega_S, \vec{\beta})| = k(\omega_S) = \frac{\omega_S n(\omega_S)}{c}$, n — показатель преломления, $\vec{\beta}$ —

перпендикулярная к оси z составляющая $k(\omega_S, \vec{\beta})$; область $(\vec{\beta})$ определяется телесным углом θ . Введем огибающие A_L и A_S соотношениями

$E_L = A_L e^{i(\bar{\omega}_L t - k_L z)}$, $E_S = A_S e^{i(\bar{\omega}_S t + k_S z)}$, где $\bar{\omega}_S = \bar{\omega}_L - \bar{\Omega}$,

$\bar{\omega}_L$ — средняя частота накачки, $\bar{\Omega}$ — резонансная частота фоновой волны, $k_{L,S} = k(\bar{\omega}_{L,S})$. Используя метод расчета, развитый в [4], можно получить при значительном превышении $I_{KP}^{KP} A_S(t, r) = A_L(t - \frac{z}{u_L}) \Phi(t, r)$,

где $u_L = u(\bar{\omega}_L)$ — групповая скорость,

$$\Phi(t, r) = \int_{(\beta)} F(\beta, t, z) e^{-i\vec{\beta}r} e^{-i\frac{\vec{\beta}^2 z}{2k_S}} d^{(2)} \vec{\beta}, \quad (1)$$

$$F(\vec{\beta}, t, z) = C \int_0^\infty d\Omega e^{-i(\Omega - \bar{\Omega})\left(t + \frac{z}{u_S'}\right)} \int_{-\infty}^\infty dq_z p^*(\Omega, -\vec{\beta}, q_z) \frac{e^{-\kappa z} e^{-i\Delta z}}{\kappa + i\Delta}. \quad (2)$$

В последнем выражении C — постоянная, $u_S' = \frac{u_S}{k_S} \sqrt{k_S^2 - \vec{\beta}^2}$, $u_S =$

$= u(\bar{\omega}_S)$, $p(\Omega, -\vec{\beta}, q_z)$ — фурье-амплитуда давления, обусловленного тепловыми флуктуациями, $\kappa = \frac{1}{2} g \frac{1+i\rho}{1+\rho^2}$, $g = bI_L$, b — удельный коэффициент усиления на частоте $\omega_L - \bar{\Omega}$ при монохроматической накачке, $\rho = \frac{2(\Omega - \bar{\Omega})}{\Delta\Omega}$, $\Delta = q_z - k_L - \sqrt{k^2(\bar{\omega}_L - \Omega) - \vec{\beta}^2}$. Начало отсчета $z = 0$ взято на правой границе среды.

Из (1) видно, что для наблюдения флуктуаций Φ необходимо выделить одну область когерентности. Спектр мощности случайной функции Φ , определяющий характерное время флуктуаций, дается выражением

$$J_{\Phi}(\Omega, z) = \frac{k_B T \bar{\omega}_S}{2\pi \lambda_S^2 \Omega} \left(\exp \frac{G}{1+\rho^2} - 1 \right) \theta, \quad (3)$$

где k_B — постоянная Больцмана, $G = -gz > 0$, λ_S — длина волны ВРМБ в среде. Распределение J_{Φ} по Ω повторяет спектр возбуждающейся фоновой волны, а $I_{\Phi} = \int_0^{\infty} J_{\Phi}(\Omega, z) d\Omega$ определяет среднюю интенсивность

ВРМБ $I_S = \frac{n_S}{n_L} I_L I_{\Phi}$. При $G \gg 1$ зависимость J_{Φ} от Ω имеет вид га-

уссовой кривой с шириной $\delta\Omega = \Delta\Omega \sqrt{\ln 2/G}$. Из теории случайных функций следует [5] $\tau = 5,54/\delta\Omega$. Таким образом, τ определяется только шириной спектра фоновой волны $\delta\Omega$. Значения τ , рассчитанные при $G = 27$ по известным значениям $\Delta\Omega$, составляют для CCl_4 , бензола и ацетона соответственно 9,3, 17,2 и 29,6 нсек. В случае CCl_4 и бензола они хорошо согласуются с экспериментом. Для ацетона τ оказывается существенно больше ширины импульса ВРМБ, что с учетом небольшой глубины модуляции объясняет отсутствие пульсаций на осциллограммах.

В случае усилителя, полагая $E_S = E_S^{\circ} + \tilde{E}_S$, где E_S° — поле входного сигнала, для огибающей \tilde{A}_S при значительном превышении $I_L^{\text{кр}}$ можно получить $\tilde{A}_S = A_L \Phi$, где функция Φ медленно изменяется с t . В случае отсутствия корреляции E_S° и E_L ее спектр мощности при $\exp(\frac{1}{2}G) \gg 1$ имеет вид

$$J_{\Phi}(\Omega, z) = \frac{n_L}{n_S} \frac{I_S^{\circ}}{I_L} \left(\exp \frac{G}{2(1+\rho^2)} - 1 \right)^2 \int_0^{\infty} \eta_S^{\circ}(\omega_S) \eta_L(\omega_S + \Omega) d\omega_S, \quad (4)$$

где I_S° — интенсивность входного сигнала, η_S° , η_L — нормированные на 1 формы спектров входного сигнала и накачки. При $G \gg 1$ $\delta\Omega$ и τ выражаются так же, как и в случае генерации. С ростом I_L τ растет $\sim \sqrt{I_L}$, что согласуется с данными эксперимента.

Литература

- [1] В.И.Беспалов, А.А.Бетин, Г.А.Пасманик, А.А.Шилов. Письма в ЖЭТФ, 31, 668, 1980.
- [2] М.В.Васильев, А.Л.Гюламирян, А.А.Мамаев, В.В.Рагульский, П.М.Семенов, В.Г.Сидорович. Письма в ЖЭТФ, 31, 673, 1980.
- [3] Н.Г.Басов, И.Г.Зубарев, А.Б.Миронов, С.И.Михайлов, А.Ю.Окулов. Письма в ЖЭТФ, 31, 685, 1980.
- [4] В.И.Одинцов. Оптика и спектроскопия, 50, 374, 1981.
- [5] В.И.Тихонов. "Выбросы случайных процессов", М., изд. Наука, 1970.
-