

УДК 621.378.325

ВОЗБУЖДЕНИЕ ВРМБ ВО ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКАХ НАКАЧКИ

В. И. Одинцов, Л. Ф. Рогачева

(кафедра оптики и спектроскопии)

Исследование вынужденного рассеяния Мандельштама—Бриллюэна (ВРМБ) во встречных пучках накачки вызывает значительный интерес в связи с существованием режима параметрической неустойчивости, что позволяет получать обращение волнового фронта слабых световых сигналов [1—6]. Для практического использования наиболее перспективно получение режима параметрической неустойчивости в схемах с двумя кюветами [4, 5] и с одной кюветой и зеркалом [2], которые дают возможность осуществлять настройку на частоту сигнальной волны. Однако теоретическое изучение этих схем было проведено в [2, 4, 5] при пренебрежении расстройкой волновых векторов стоксовой (S) и антистоксовой (AS) волн $\delta = k_{AS} - k_S$ в пределах нелинейной среды, что допустимо лишь в случае малой длины кювет $l \ll \pi/\delta \sim 1$ см. Отметим, что ограничение длины среды практически неудобно ввиду увеличения пороговой интенсивности накачки. В настоящей работе проведено теоретическое изучение указанных схем возбуждения ВРМБ с учетом волновой расстройки δ в нелинейной среде и сделано сопоставление результатов теоретического рассмотрения и эксперимента.

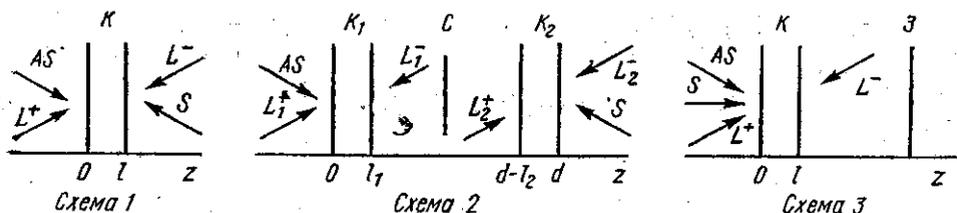


Рис. 1. Схемы возбуждения ВРМБ во встречных пучках накачки: K, K_1, K_2 — кюветы с нелинейной средой, C — ослабляющий светофильтр, Z — плоское зеркало с коэффициентом отражения R

Пусть на нелинейную среду в кювете K (рис. 1, схема 1), расположенную между плоскостями $z=0$ и $z=l$, падают встречные одно-родные плоские волны накачки L^+ и L^- :

$$E_L^\pm(t, r) = E_L^\pm(r) e^{i\omega_L t}, \quad E_L^\pm(r) = \mathcal{E}_L^\pm e^{\mp i k_L r},$$

а также S - и AS -поля с частотами, смещенными относительно частоты накачки ω_L на величину Ω , $\omega_S = \omega_L - \Omega$, $\omega_{AS} = \omega_L + \Omega$. Все поля считаем линейно поляризованными в одной плоскости. Истощением накачки пренебрегаем.

Представим S - и AS -поля в среде в виде разложения по плоским волнам:

$$E_{S,AS}(r) = \int E_{S,AS}(\beta, r) d^2\beta, \quad E_{S,AS}(\beta, r) = \mathcal{E}_{S,AS}(\beta, z) e^{-i k_{S,AS}(\beta) r},$$

где $k_{S,AS}(\beta) = \beta + z_0 k_{S,ASz}(\beta)$, $\beta = |\beta|$, z_0 — орт оси z .

$k_{Sz}(\beta) = -\sqrt{k_S^2 - \beta^2}$, $k_{ASz}(\beta) = \sqrt{k_{AS}^2 - \beta^2}$, $k_L = n\omega_L/c$, $k_{S,AS} = n\omega_{S,AS}/c$,
 n — показатель преломления среды.

Уравнения для медленно меняющихся амплитуд имеют вид

$$\frac{\partial \mathcal{E}_S(\beta, z)}{\partial z} = \kappa^+ \frac{k_S}{k_{Sz}} [\mathcal{E}_S(\beta, z) + a \mathcal{E}_{AS}^*(-\beta, z) e^{i\delta(\beta)z}], \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathcal{E}_{AS}^*(-\beta, z)}{\partial z} = -\kappa^- \frac{k_{AS}}{k_{ASz}} \left[\mathcal{E}_{AS}^*(-\beta, z) + \frac{1}{a} \mathcal{E}_S(\beta, z) e^{-i\delta(\beta)z} \right],$$

где $\kappa^\pm = \frac{1}{2} b l_L^\pm \frac{1+i\rho}{1+\rho^2}$, b — удельный коэффициент усиления

ВРМБ, I_L^\pm — интенсивности волн накачки, $\rho = 2(\Omega - \bar{\Omega})/\Delta\Omega$, $\bar{\Omega}$ — резонансная частота фононной волны, $\Delta\Omega$ — ширина линии спонтанного рассеяния, параметр $a = E_L^-(\mathbf{r})[E_L^{+*}(\mathbf{r})]^{-1}$ не зависит от \mathbf{r} , $\delta(\beta) = k_{ASz}(\beta) + k_{Sz}(\beta)$.

В соответствии с (1) параметрическое взаимодействие имеет место лишь между угловыми компонентами S - и AS -волн с противоположными значениями β . В дальнейшем, считая наклон S - и AS -пучков к оси z малым, положим в (1) $k_{Sz} \approx -k_S$, $k_{ASz} \approx k_{AS}$.

Из решения системы (1) можно получить для полей $E_{S,AS}(\beta, \mathbf{r}_\perp, z)$

$$E_S(\beta, \mathbf{r}_\perp, 0) = E_S(\beta, \mathbf{r}_\perp, l) e^{ik_{Sz}(\beta)l} e^{-i\frac{1}{2}\delta l} \frac{1-h}{\Gamma} + E_{AS}^*(-\beta, \mathbf{r}_\perp, 0) \frac{aMD}{\Gamma}, \quad (2)$$

$$E_{AS}^*(-\beta, \mathbf{r}_\perp, l) = E_{AS}^*(-\beta, \mathbf{r}_\perp, 0) e^{ik_{ASz}(\beta)l} e^{-i\frac{1}{2}\delta l} \frac{1-h}{\Gamma} e^{-\kappa l} + E_S(\beta, \mathbf{r}_\perp, l) \frac{ND}{a\Gamma}. \quad (3)$$

Здесь

$$\Gamma = e^{\mu' l} - h e^{\mu'' l}, \quad D = e^{\mu' l} - e^{\mu'' l}, \quad \mu'' = -\frac{1}{2} \kappa \mp \frac{1}{2} \sqrt{\kappa^2 + 2i\xi\kappa\delta - \delta^2},$$

$$\xi = \frac{I_L^+ - I_L^-}{I_L}, \quad I_L = I_L^+ + I_L^-, \quad \kappa = \kappa^+ + \kappa^-, \quad M = \frac{i\delta/2 + \mu'}{i\delta/2 - \mu'}, \quad N = \frac{i\delta/2 - \mu''}{i\delta/2 + \mu''},$$

$h = MN$. Предполагается, что $\mu' \neq \mu''$.

Для случая коллинеарного распространения волн накачки и ВРМБ (2), (3) согласуются с полученными в [4].

При $E_S(\mathbf{r}_\perp, l) = 0$ интегрирование (2) по $d^2\beta$ дает $E_S(\mathbf{r}_\perp, 0) = \text{const} \cdot E_{AS}^*(\mathbf{r}_\perp, 0)$. Таким образом, при падении на среду AS -волны параметрически возбуждаемая S -волна имеет комплексно-сопряженный волновой фронт. Аналогично при $E_{AS}(\mathbf{r}_\perp, 0) = 0$ из (3) найдем $E_{AS}(\mathbf{r}_\perp, l) = \text{const} \cdot E_S^*(\mathbf{r}_\perp, l)$.

При $\Gamma \rightarrow 0$ из (2), (3) следует $E_{S,AS} \rightarrow \infty$, что означает наличие режима параметрической неустойчивости [2—6].

Если наряду с волнами $E_{S,AS}$ на среду слева падает волна \tilde{E}_S , а справа \tilde{E}_{AS} , то усиление волн $\tilde{E}_{S,AS}$ осуществляется независимо от волн $E_{S,AS}$. Условие параметрической неустойчивости для волн $\tilde{E}_{S,AS}$ имеет вид $\tilde{\Gamma} = 0$, где $\tilde{\Gamma}$ отличается от Γ заменой $\xi \rightarrow -\xi$.

Для схемы с двумя кюветами K_1 и K_2 (схема 2 на рис. 1), сшивая решения в пространстве между кюветами, можно получить

$$E_S(\beta, r_{\perp}, 0) = E_S(\beta, r_{\perp}, d) e^{i\Phi_S} e^{-i\frac{1}{2}\delta(l_1+l_2)} \sqrt{T} a_1 \frac{(1-h_1)(1-h_2)}{Z} + \\ + E_{AS}^*(-\beta, r_{\perp}, 0) \frac{a_1}{\Gamma_1} \left[M_1 D_1 + T a_2 e^{i2\Omega\tau} M_2 (1-h_1)^2 e^{-\kappa_1 l_1} D_2 \frac{1}{Z} \right], \quad (4)$$

$$E_{AS}^*(-\beta, r_{\perp}, d) = E_{AS}^*(-\beta, r_{\perp}, 0) e^{i\Phi_{AS}} e^{-i\frac{1}{2}\delta(l_1+l_2)} a_1 \sqrt{T} e^{-\kappa_1 l_1 - \kappa_2 l_2} \times \\ \times \frac{(1-h_1)(1-h_2)}{Z} + E_S(\beta, r_{\perp}, d) \frac{1}{\Gamma_2} \left[\frac{N_2 D_2}{a_2} + T e^{i2\Omega\tau} N_1 (1-h_2)^2 D_1 e^{-\kappa_2 l_2} \frac{1}{Z} \right].$$

Здесь T — пропускание ослабляющего светофильтра, установленного между кюветами, $Z = a_1 \Gamma_1 \Gamma_2 - T a_2 e^{i2\Omega\tau} M_2 N_1 D_1 D_2$, индексы 1 и 2 обозначают номера кювет, τ — время пролета излучения в пространстве между нелинейными средами, $\Phi_{S,AS} = k_{S,ASz}(\beta)(l_1+l_2) + \Phi_{S,AS}^{np}$, где $\Phi_{S,AS}^{np}$ дает изменение фазы в промежутке между нелинейными средами. Как и выше, имеет место комплексное сопряжение волнового фронта параметрически возбуждаемой волны. Условием параметрической неустойчивости является $Z=0$. Для другой пары полей $E_{S,AS}$ оно имеет вид $Z=0$, где Z получается из Z заменой $\xi_{1,2} \rightarrow -\xi_{1,2}$, $a_{1,2} \rightarrow 1/a_{1,2}^*$ и переменной затем всех индексов $1 \leftrightarrow 2$.

Легко видеть, что схема 3 (см. рис. 1) эквивалентна схеме 2, если положить $l_1=l_2=l$, $T=R$, $\xi_1=\xi$, $\xi_2=-\xi$, $a_1=a$, $a_2=1/a^*$, $\kappa_1=\kappa_2=\kappa$, а τ взять равным времени пролета излучения от правой границы среды до зеркала и обратно.

Из условия параметрической неустойчивости путем численного расчета могут быть получены зависимости $G = b|L|l$ и ρ от τ для разных длин нелинейной среды. Эти зависимости неоднозначны и представляются в виде совокупностей отдельных ветвей, причем каждой ветви значений G соответствует своя ветвь значений ρ . На рис. 2 для схемы 2 при $l_1=l_2=l$, $T=1$, $a_1=a_2$, $|a_{1,2}|^2=1$ и эквивалентной ей схеме 3 с $R=1$, $|a|^2=1$ приведены только ветви, соответствующие самым низким значениям G . Около кривых указаны величины δl .

Из рис. 2, а видно, что для схем 2 и 3 в случае малой длины среды ($\delta l \ll \pi$) имеется резкая зависимость

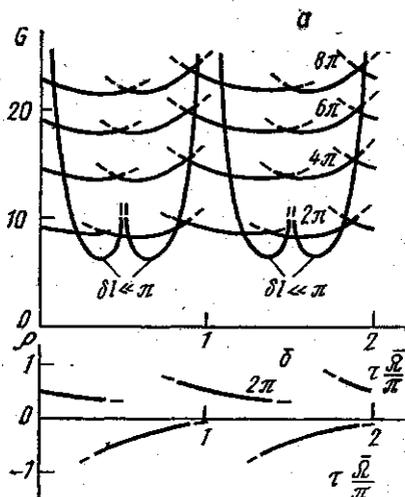


Рис. 2. Зависимость пороговых значений G (а) и ρ (б) от τ

G от τ , совпадающая с полученной в [2]. Напротив, для больших длин среды ($\delta l \rightarrow 2\pi - 8\pi$) значительная зависимость G от τ отсутствует.

При отсутствии входных сигналов в режиме параметрической неустойчивости должна возникать параметрическая генерация S - и AS -волн из «шума» спонтанного рассеяния. Для экспериментального исследования порога параметрической генерации был взят соосный

вариант схемы 3, в котором встречный пучок накачки L^- получается отражением падающего пучка L^+ от зеркала 3. В качестве нелинейных сред были использованы четыреххлористый углерод и ацетон. Источником накачки служил одномодовый рубиновый лазер с длительностью импульса 20 нс и шириной линии генерации $3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$. Лазерный пучок диаметром ~ 2 мм фокусировался линзой ($f=140$ см) так, чтобы его горловина располагалась на зеркале 3, вблизи которого помещалась кювета с веществом. Зеркало юстировалось перпендикулярно пучку с точностью $\sim 0,1$ от величины дифракционного угла. Использовались кюветы с длинами $l=5$ см (при этом для обеих сред $\delta l \approx 4\pi$) и $l=10$ см ($\delta l \approx 8\pi$). Во избежание обратной связи кюветы имели наклонные окна. Расстояние от кюветы до зеркала варьировалось так, чтобы интервал изменения $\tau\Omega$ был $\sim \pi$. Коэффициент отражения зеркала составлял $R=0,9$. Излучение, выходящее из кюветы налево, с помощью делительной пластинки направлялось на интерферометр Фабри—Перо. Порог параметрической генерации фиксировался по возникновению первой стоксовой компоненты. Антистоксова компонента, как правило, не регистрировалась. Согласно теоретическим оценкам, основанным на использовании соотношений (4), (5), она должна быть намного слабее стоксовой. При перекрытом зеркале определялась пороговая мощность возбуждения ВРМБ «на проход» P_L' и находился экспериментальный относительный порог параметрической генерации $\chi_{\text{эксп}} = P_L/P_L'$, где $P_L = P_L^+ + P_L^-$ — суммарная пороговая мощность обоих пучков накачки. Во всех исследованных случаях величина $\chi_{\text{эксп}}$ составляла 0,5—0,7. Разброс значений $\chi_{\text{эксп}}$ был связан прежде всего с неточностью юстировки зеркала 3.

При сопоставлении с теорией надо иметь в виду нестационарность ВРМБ в условиях эксперимента и отличие гауссовской накачки от теоретической модели однородной плоской волны. Поскольку в эксперименте коэффициент отражения зеркала был лишь немного меньше единицы, то для теоретической оценки можно приближенно использовать кривые рис. 2, а. Эксперимент подтверждает отсутствие значительной зависимости порога параметрической неустойчивости от τ при больших длинах нелинейной среды. Теоретическая величина относительного порога может быть найдена как отношение $\chi_{\text{теор}} = G/G'$, где G определяется из условия параметрической неустойчивости, а $G' \approx 25$ — теоретический пороговый инкремент при возбуждении ВРМБ «на проход». Для четыреххлористого углерода и ацетона при $l=5$ см по кривой $\delta l=4\pi$; усредняя слабую зависимость от τ , получим $\chi_{\text{теор}} \sim 0,55$, что удовлетворительно согласуется с экспериментом. Для тех же сред при $l=10$ см по кривой $\delta l=8\pi$ найдем $\chi_{\text{теор}}=0,85$, что несколько выше экспериментальных значений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Андреев Н. Ф. и др. Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, с. 639. [2] Андреев Н. Ф. и др. ЖЭТФ, 1982, 82, с. 1047. [3] Зельдович Б. Я., Шкунов В. В. Квант. электроника, 1982, 9, с. 393. [4] Беспалов В. И. и др. Там же, 1982, 9, с. 2367. [5] Беспалов В. И., Кулагина С. Н., Манишин В. Г., Пасманник Г. А. Там же, 1983, 10, с. 1776. [6] Scott A. M. Opt. Comm., 1983, 45, N 2, p. 127.

Поступила в редакцию
23.01.85