

## ВЫНУЖДЕННОЕ РАССЕЯНИЕ МАНДЕЛЬШТАМА – БРИЛЛЮЭНА В "БЕГУЩЕМ" РЕЖИМЕ

*З.М.Бененсон, Ф.В.Бункин, Д.В.Власов, Е.М.Дианов,  
А.Я.Карасик, А.В.Лучников, Е.П.Щебнев, Т.В.Яковлева*

Впервые проведено теоретическое исследование, численное моделирование на ЭВМ и экспериментальное наблюдение в стеклянном волоконном световоде и воде в "бегущем" режиме ВРМБ. Оценены инкремент усиления, ширина спектра, уширение длительности стокового импульса. Предсказан эффект изменения спектра стокова сигнала в среде с неоднородностями показателя преломления.

До сих пор ВРМБ неоднократно исследовалось в различных средах, в том числе и в стеклянных волоконных световодах <sup>1-3</sup> в основном в режиме насыщения. В настоящей работе исследовался режим ВРМБ, который далее будем называть "бегущим" и в котором генерация стоковой волны происходит в заданном поле накачки в течение всего времени распространения светового импульса в рассеивающей среде длиной  $L$ , причем  $2L/c \gg \tau_{и}$  ( $c$  – скорость света в среде,  $\tau_{и}$  – длительность импульса накачки). Условия реализации такого режима ВРМБ возможно выполнить в волоконных световодах; при соответствующей фокусировке они выполнимы также и для протяженных кювет с жидкостью.

Интерес к "бегущему" режиму ВРМБ связан с возможностью использования его для дистанционного изучения неоднородностей по длине рассеивающей среды, основанного на особенностях как самой временной зависимости интенсивности импульса стокова излучения (его длительность  $\tau_s \cong 2L/c \gg \tau_{и}$ ), так и частотного спектра этого импульса.

Проведенный нами теоретический анализ рассматриваемого режима ВРМБ показал, что:

1) инкремент усиления стоковой амплитуды в этом режиме равен

$$g = (\Gamma\tau_{и}/2) (\sqrt{1 + GI_L c/\Gamma} - 1), \quad (1)$$

где  $\Gamma = \omega v$  ( $v$  и  $\alpha$  – скорость и коэффициент затухания гиперзвука),  $GI_L$  – стационарный инкремент ВРМБ ( $I_L$  – интенсивность накачки);

2) ширина углового частотного спектра  $\delta\Omega$  стоксова импульса в однородной среде определяется формулой

$$\delta\Omega = (\pi/2)\Gamma \sqrt{GI_L c / \Gamma} / (\Gamma\tau_u)^{1/2} [1 - (2g)^{-1}]; \quad (2)$$

3) при наличии стационарных неоднородностей среды, которые могут приводить к изменениям  $GI_L$  и показателя преломления  $n$  вдоль координаты распространения волн  $z$ , в спектре стоксова излучения появляются особенности. Изменения показателя преломления  $n = n_0 + \delta n(z)$  обуславливают комплексность показателя затухания  $\tilde{\Gamma} = \Gamma(1 + ik\delta n(z)/\alpha)$ ,  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ . Зависимости неоднородностей от  $z$  приводят к соответствующим зависимостям  $\tilde{\Gamma}$ ,  $GI_L$ , а следовательно и  $g$  от  $\frac{c}{2}t$  ( $t$  – время) вследствие "бегущего" режима ВРМБ. Так, при гармоническом законе:  $n = n_0 + \tilde{n}\cos Kz$  в спектре ВРМБ появляются дополнительные максимумы на частотах, кратных  $cK/2$ .

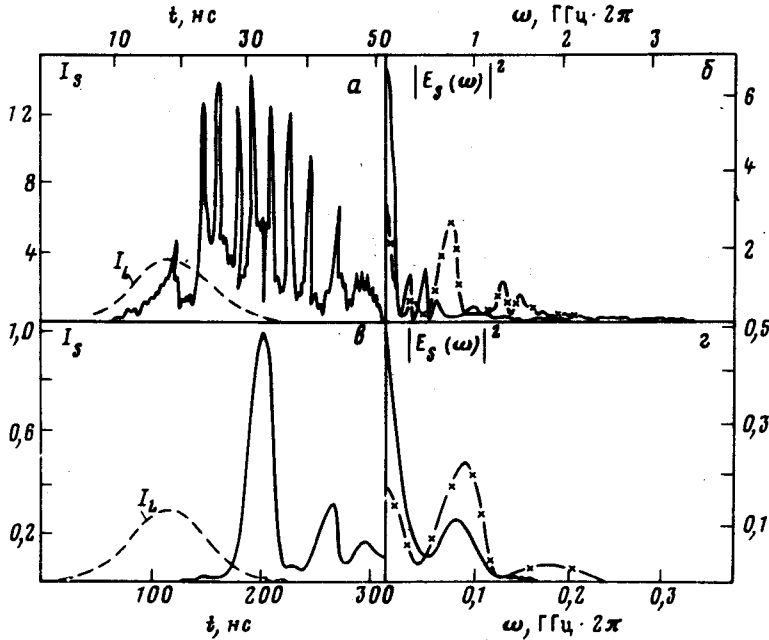


Рис. 1. Временная зависимость  $I_s \cdot 10^{-5}$  Вт/см<sup>2</sup> в однородной среде: а – ( $L = 600$  см,  $\Gamma = 2 \cdot 10^9$  с<sup>-1</sup>,  $\tau_u = 16$  нс,  $I_{Lmax} = 4 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>,  $c \approx 2,3 \cdot 10^{10}$  см/с) и в неоднородной среде в – ( $L = 3000$  см,  $\Gamma = 10^8$  с<sup>-1</sup>,  $\tau_u = 100$  нс,  $I_{Lmax} = 3 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>,  $c = 1,95$  см/с). Спектр  $|E_s(\omega)|^2$ ,  $10^{-14}$  Вт · с/см<sup>2</sup>: б – для условий а, сплошная линия  $g = \text{const}$ , крестики  $GI_L = GI_L \cdot (1 + 0,5 \sin(2\pi z/75))$ , в – для условий (в), сплошная линия  $g = \text{const}$ , крестики  $n = n_0 + 8 \cdot 10^{-4} \sin(2\pi z/670)$

На рис. 1. представлены результаты вычислений на ЭВМ временной зависимости стоксовой интенсивности  $I_s(t)$  для однородной (а) и неоднородной (в) сред и частотных спектров  $|E_s(\omega)|^2$  для постоянного и гармонического коэффициентов  $GI_L$  (б), постоянного и гармонического коэффициентов  $n$  (в) при гауссовом импульсе накачки. На рис. 1 б, в хорошо видны максимумы, обусловленные гармонической модуляцией неоднородностей.

Эксперименты по наблюдению "бегущего" режима ВРМБ проводились с дистиллированной водой и с волоконным световодом. В первом случае использовалась лазерная установка, описанная в <sup>4</sup>. Излучение с  $\lambda = 0,53$  мкм и длительностью импульса  $\tau_u = 20$  нс фокусировалось зеркальным телескопом в кювету с водой длиной 6,5 м. Набор зеркал для телескопирования излучения позволял получать на входе в среду диаметр лазерного пучка порядка  $2 \div 3$  мм, а расположение его перетяжки в ходе эксперимента изменялось от входа в кювету до заднего выходного окна. Эксперименты показали, что возникновение ВРМБ в бегущем режиме суще-

ственно зависит от остроты фокусировки и энергии лазерного излучения. Режим возникал при фокусировке пучка вблизи заднего торца кюветы и при интенсивностях накачки, значительно превышающих (в  $10 \div 20$  раз) интенсивность стоксовой волны.

Одна из осциллограмм ВРМБ для воды в бегущем режиме приведена на рис. 2. Характерным являются значительные флуктуации интенсивности стоксовой волны.

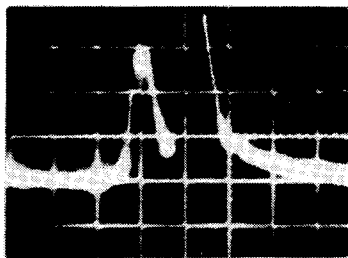
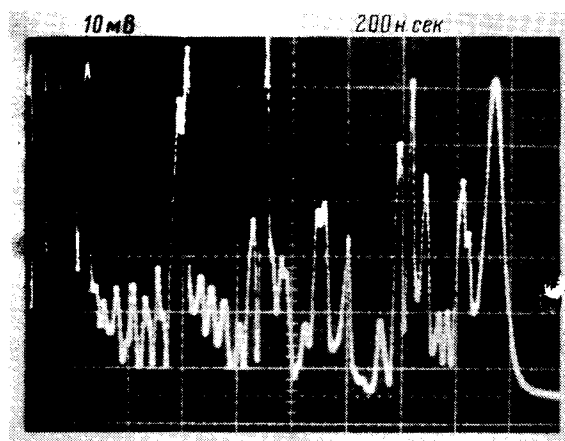


Рис. 2. Осциллограмма реализации эксперимента с ВРМБ в "бегущем" режиме для кюветы с дистиллированной водой длиной  $L = 6,5$  м. Цена деления 20 нс

Рис. 3. Осциллограмма реализации эксперимента ВРМБ в "бегущем" режиме в ОВС длиной  $L = 200$  м. Масштаб 200 н · с/дел. На рисунке в конце импульса ВРМБ виден неискаженный отраженный от заднего торца ОВС импульс накачки ( $\tau_u = 90$  н · с)



В световодном эксперименте использовалось одномодовое волокно на основе плавленного кварца  $\text{SiO}_2 + 3$  вес.%  $\text{GeO}_2$  с длиной  $L = 200$  м и коэффициентом затухания  $\beta = 2$  дБ/км. В качестве источника накачки был использован одночастотный одномодовый ИАГ:  $\text{Nd}^{3+}$  – лазер ( $\lambda = 1,06$  мкм), работающий в импульсно-периодическом режиме;  $\tau_u = 90$  нс. На рис. 3 представлена осциллограмма ВРМБ для реализации эксперимента; длительность стоксова импульса  $\tau_s = 2$  мкс, что соответствует вынужденному рассеянию на всей длине световода. В конце осциллограммы виден неискаженный импульс накачки, отраженный от заднего торца световода. Зависимость интенсивности стоксовой волны, так же как и при рассеянии в воде, носит флуктуационный характер со средней длительностью отдельного выброса (пичка)  $\tau_{\text{п}} \cong 25 \div 30$  нс. Причем, подобная пиковая структура ВРМБ случайна как по длине световода, так и от одной реализации к другой. Эта случайная временная зависимость связана со случайным распределением тепловых гиперзвуковых возмущений, служащих затравкой для ВРМБ, что подтверждается результатами проведенного нами численного моделирования. В частности, получено согласие по длительности пиков  $\tau_{\text{п}}$ . Следует отметить, что при уменьшении мощности накачки почти втрое не было обнаружено заметного изменения  $\tau_{\text{п}}$ .

Несмотря на случайный характер ВРМБ в бегущем режиме от одного импульса накачки к другому, из рис. 3 видно, что наблюдается по крайней мере четыре области, где ВРМБ наиболее интенсивно. Это может быть объяснено малыми изменениями интенсивности накачки по длине световода, связанными с вариациями его диаметра, а также разности показателей преломления сердцевины и оболочки.

Полученные в настоящей работе результаты показывают, что режим бегущего ВРМБ может быть использован для дистанционного зондирования как случайных (например, технологических), так и регулярных (например, связанных с наличием звуковых полей) неоднородностей среды.

#### Литература

1. Басиев Т.Т., Дианов Е.М., Карасик А.Я., Лучников А.В., Мирон С.Б., Прохоров А.М. Письма в ЖЭТФ, 1982, 36, 85.
2. Петров М.П., Кузин Е.А. Письма в ЖТФ, 1982, 8, 729.
3. Кузин Е.А., Петров М.П., Давыденко Б.Е. Письма в ЖТФ, 1984, 10, 833.
4. Власов Д.В., Саидов Х.Ш., Щербнев Е.П. Квантовая электроника, 1983, 10, 23.

Институт общей физики  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
4 июля 1985 г.