

АМПЛИТУДНЫЕ МОДУЛЯЦИИ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ РАССЕЯННОГО И ПРОШЕДШЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ВРМБ В ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ, СВЯЗАННЫЕ С РЕЛАКСАЦИЕЙ ГИПЕРЗВУКА

Е. А. Кузин, М. П. Петров, А. Э. Ситников, А. А. Фотиади

При ВРМБ в оптическом волокне впервые наблюдались кусочно-периодические модуляции интенсивностей рассеянного и прошедшего излучения с периодом, близким ко времени релаксации гиперзвуковой волны в среде τ_{zv} . Глубина наблюдаемых модуляций достигала 100%. Имело место уменьшение глубины модуляции рассеянного излучения с ростом мощности вводимой в волокно накачки. Период осцилляций при этом не изменялся. Рассмотрена качественная модель рассеяния, позволяющая предположить, что природа наблюдаемых осцилляций связана с релаксацией гиперзвука в среде.

Введение

Особенности формирования импульсов ВРМБ в оптических средах, связанные со сложной динамикой взаимодействия волн стока и накачки при их встречном распространении, могут приводить к появлению сложных временных структур в импульсах рассеянного и прошедшего излучения. Хорошо известно явление компрессии [1-3] (временного сжатия стокового импульса по сравнению с импульсом накачки при эффективной перекачке энергии из накачки в сток), которое имеет место, в частности, при фокусировке пучка накачки вглубь рассеивающей среды.

В работах [4, 5] наблюдалось и экспериментально исследовалось явление периодической амплитудной модуляции интенсивностей рассеянного и прошедшего излучения при ВРМБ в средах конечной длины L . Как показано в [6], такая модуляция интенсивности имеет место в тех случаях, когда длительность падающего импульса накачки оказывается больше двойного времени пробега света по рассеивающей среде $2Ln/c$, а мощность накачки превышает пороговое значение. При этом основное усиление стоковой волны из спонтанных шумов обеспечивается «предвестником» — нерассеивающей передней частью импульса накачки. Выход предвестника из объема рассеяния приводит к резкому уменьшению коэффициента усиления стоковой волны, и период модуляции оказывается равным $T=2Ln/c$.

В работе [7] при регистрации стокового сигнала с временным разрешением 1 нс были обнаружены и исследованы временные осцилляции сигналов, связанные с шумовой природой рассеяния. Число осцилляций в сигнале в среднем совпадало с оценкой по формуле τ_S/τ_K , где τ_S — длительность стокового импульса, $\tau_K=2\sqrt{25}\tau_{zv}$ — время корреляции излучения ВРМБ. Аналогичные осцилляции интенсивности рассеянного света наблюдались в работе [8] при исследовании ВРМБ в оптическом волокне в «бегущем режиме».

В работах [9, 10] при численном решении задачи рассеяния были получены осцилляции интенсивностей рассеянного и прошедшего излучения, связанные с последовательной перекачкой энергии из стоковой волны в волну накачки и обратно. Период этих осцилляций $T \leq 0.1 \tau_{zv}$.

В настоящей работе проводилось экспериментальное исследование ВРМБ в одномодовом оптическом волокне. Длина используемого отрезка волокна L и длительность импульса накачки τ_L удовлетворяли соотношениям $\tau_L < 2Ln/c$, $\tau_L \ll \tau_k$. Это исключало появление во временном ходе импульсов вышеупомянутых осцилляций, связанных с конечной длиной взаимодействия и с шумовой природой рассеяния. В ходе исследования были обнаружены периодические амплитудные модуляции интенсивности рассеянного излучения с периодом T , близким ко времени релаксации гиперзвука в среде $\tau_{зв}$, и глубиной модуляции до 100 %.

1. Схема экспериментальной установки

Для исследования временных зависимостей интенсивностей рассеянного и прошедшего через волокно излучения при ВРМБ была собрана экспериментальная установка, представленная на рис. 1. В качестве задающего генератора I в эксперименте использовался рубиновый лазер с пассивной модуляцией добротности на красителе (раствор фталоцианина в этиловом спирте), генерирующий излучение в одной поперечной и одной продольной моде на длине волны $\lambda=0.694$ мкм. Временной ход лазерного импульса представлял собой

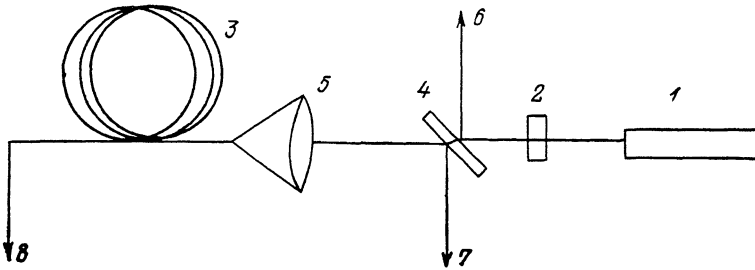


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1 — задающий генератор; 2 — система нейтральных светофильтров; 3 — оптическое волокно; 4 — стеклянная пластинка; 5 — объектив; 6, 7, 8 — регистрация сигналов $P_{Lвх}(t)$, $P_{Sвых}(t)$, $P_{Lвых}(t)$.

гладкий колокол, близкий к гауссовой кривой, с шириной по основанию 50 нс и пиковой мощностью в импульсе ~ 40 кВт. Лазерное излучение, ослабленное системой нейтральных светофильтров 2 до мощности $P_{Lвх}(t) \approx 20 \div 200$ Вт, вводилось в оптическое волокно 3, вызывая в нем эффективную генерацию назад стоксового сигнала интенсивностью $P_{Sвых}(t)$.

Использование плотных светофильтров практически исключало паразитное влияние рассеянного при ВРМБ излучения на работу задающего генератора.

В эксперименте регистрировались одновременно временные зависимости интенсивностей входного сигнала накачки $P_{Lвх}(t)$, рассеянного стоксового сигнала $P_{Sвых}(t)$ и сигнала накачки, прошедшего через волокно $P_{Lвых}(t)$. Регистрация осуществлялась коаксиальными фотоэлементами ФЭК-15, сигналы с которых подавались на осциллографы. При использовании осциллографа С8-14 временное разрешение регистрирующей системы составляло 7 нс, при использовании скорости осциллографа С7-19 — 0.5 нс.

Эксперимент проводился с одномодовым кварцевым волокном, имеющим диаметр световедущей жилы $d=8$ мкм. Длина используемого отрезка волокна $L=10$ м.

2. Результаты экспериментального исследования

На рис. 2 представлены характерные осциллограммы сигналов, полученные с временным разрешением 7 нс. На их основе можно проследить общую динамику формирования импульсов при ВРМБ. Входной сигнал накачки $P_{Lвх}(t)$ (рис. 2, а) имеет гладкую колоколоидальную форму. В процессе распространения

ния импульса накачки по волокну основной усиление спонтанных шумов вызывается нерассеивающейся передней его частью — предвестником. Предвестник обеспечивает усиление шумов до уровня $\sim 1\%$ от собственной мощности, после чего происходит быстрое истощение накачки практически до нулевого уровня

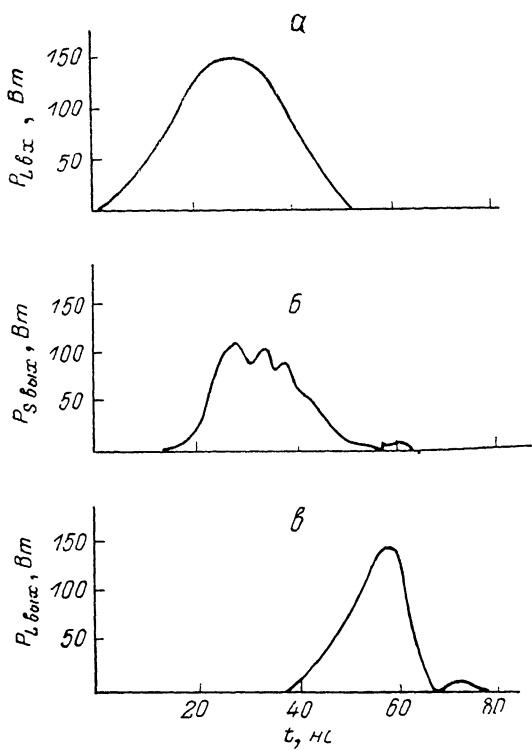


Рис. 2. Временные зависимости интенсивностей входного (а), стоксового (б) и прошедшего (в) излучений.

поперечной релаксации гиперзвуковой волны в кварцевом стекле $\tau_{\text{вв}}=5$ нс [4]. Глубина модуляции достигает 100 %.

Анализ осциллограмм рассеянного стоксового сигнала, полученных при разных пиковых мощностях входного сигнала накачки, показал, что характер осцилляций меняется с ростом мощности накачки, поступающей на вход во-

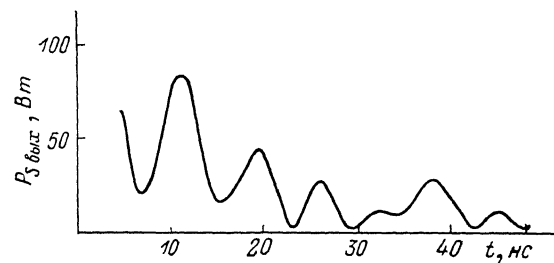


Рис. 3.

локна. При малых превышениях мощности накачки над порогом вынужденного рассеяния ($P_{L \text{ вх пор}}=20$ Вт) осцилляции являются строго периодическими со 100%-ной глубиной модуляции и периодом $T=8$ нс. При увеличении мощности накачки $P_{L \text{ вх}}$ наблюдается уменьшение глубины модуляции осцилляций. На осциллограммах выходного стоксового сигнала появляются выбросы интенсивности, приводящие к срыву периодичности, причем в промежутках между срывами период осцилляций остается прежним $T=8$ нс. Число свободных пе-

(рис. 2, в) вследствие ее полного преобразования в стоксов сигнал. Начало эффективного стоксового сигнала (рис. 2, б) сдвинуто по времени относительно начала импульса накачки на время длительности предвестника τ_n . Таким образом, через время τ_n с момента начала взаимодействия вся поступающая на вход волокна мощность накачки $P_{L \text{ вх}}(t)$ полностью преобразуется в обратный стоксов сигнал $P_{S \text{ ввых}}(t)$ и не проходит через волокно. Однако из рис. 2 видно, что при $t > \tau_n$ временная зависимость $P_{S \text{ ввых}}(t)$ лишь в среднем повторяет зависимость $P_{L \text{ вх}}(t)$. В импульсе рассеянного света $P_{S \text{ ввых}}(t)$ прослеживается тонкая временная структура, которая отсутствует на гладком импульсе накачки.

На рис. 3 приведена характерная осциллограмма импульса рассеянного сигнала $P_{S \text{ ввых}}(t)$, полученная с временным разрешением 0.5 нс. Во временном ходе импульса четко видны осцилляции, носящие периодический характер. Период осцилляций $T=8$ нс сопоставим с временем

риодов N , укладываемых в каждом таком промежутке, определяется средней за промежуток входной мощностью накачки.

На рис. 4, a — $в$ соответственно представлены экспериментальные зависимости глубины модуляции m рассеянного сигнала, периода осцилляций T и числа свободных периодов N от мощности накачки. Хорошо видно, что при мощностях накачки ниже 50 Вт имеет место 100%-ная модуляция рассеянного сигнала. При мощностях, превышающих 50 Вт, глубина модуляции быстро снижается.

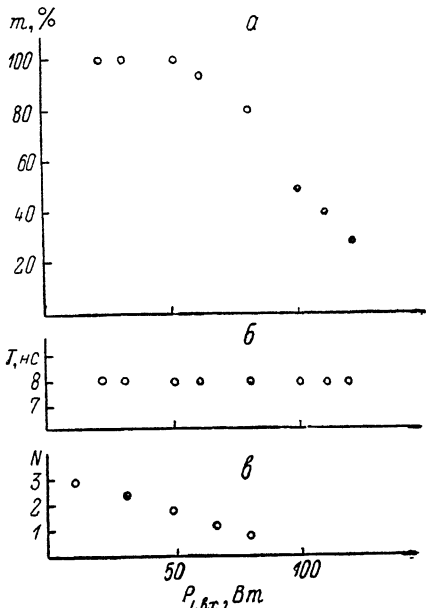


Рис. 4.

составляя при $P_{L \text{ вх}}=120$ Вт 20 %. Период осцилляций $T=8$ нс при изменении мощности накачки не менялся.

На рис. 5 приведена характерная осциллограмма сигнала накачки, прошедшей через волокно, $P_{L \text{ вых}}(t)$, полученная с временным разрешением 0.5 нс. Хорошо видно, что в области истощения прошедшего сигнала накачки также имеют место осцилляции с периодом $T=8$ нс. Однако амплитуда этих осцилля-

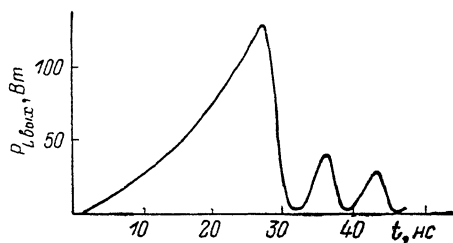


Рис. 5.

ций не превышала 25 % от амплитуды соответствующих осцилляций стоксового сигнала.

В заключение добавим, что аналогичные осцилляции стоксового сигнала были обнаружены и исследованы нами также в многомодовом оптическом волокне. Использовался отрезок кварцевого волокна длиной 10 м и диаметром сечения световедущей жилы 50 мкм. Период осцилляций составлял $T=8$ нс. Полученные экспериментальные зависимости глубины модуляции, периода и числа свободных периодов от мощности накачки аналогичны приведенным на рис. 4. Однако глубина модуляции рассеянного излучения в этом случае не превышала 60 %. Это может быть объяснено усреднением осцилляций интенсивности отдельных стоксовых компонент по модовому составу рассеянного излучения.

3. Обсуждение результатов

Для качественной интерпретации наблюдаемых модуляций интенсивности рассеянного излучения проанализируем влияние конечного времени релаксации гиперзвуковой волны $\tau_{\text{в}}$ на процесс формирования импульсов при ВРМБ, подобно тому как это было сделано в [1, 3, 11] для объяснения образования выбросов интенсивности стоксового сигнала.

Рассмотрим стационарное распределение интенсивностей накачки, стоксового сигнала и гиперзвука по длине одномодового волокна при ВРМБ. Они представлены на рис. 6 (кривые 1, 2, 3), где выделены три области, в которых происходит формирование сигналов. В области I передняя нерассеивающаяся часть импульса накачки — предвестник — вызывает основное усиление спонтанных шумов. Распространяясь по волокну, предвестник поддерживает постоянным уровень P_{S1} стоксового сигнала в области II. Сигнал накачки в области II истощен до уровня P_{L1} . В области III происходит усиление стоксового сигнала с уровня P_{S1} до уровня выходного стоксового сигнала $P_{S \text{ вых}}$ с истоще-

нием накачки с уровня $P_{L_{\text{ВХ}}}$ до уровня P_{L_1} . Стационарное распределение интенсивности стоксовой волны в области III может быть описано формулой [12]

$$P_S(z) = \frac{P_{S_{\text{ВЫХ}}} \left(1 - \frac{P_{S_{\text{ВЫХ}}}}{P_{L_{\text{ВХ}}}}\right)}{\exp\left\{\left(1 - \frac{P_{S_{\text{ВЫХ}}}}{P_{L_{\text{ВХ}}}}\right) g \frac{P_{L_{\text{ВХ}}}}{S} z\right\} - \frac{P_{S_{\text{ВЫХ}}}}{P_{L_{\text{ВХ}}}}}, \quad (1)$$

где g — коэффициент усиления ВРМБ, S — площадь сечения световедущей жилы волокна.

При замене $z \rightarrow L_0 - (ct/2n)$ формула (1) описывает временную зависимость интенсивности рассеянного стоксова сигнала $P_{S_{\text{ВЫХ}}}(t)$ в предположении, что время релаксации гиперзвуковой волны $\tau_{\text{зв}} = 0$.

Проследим, к каким качественным изменениям вида $P_{S_{\text{ВЫХ}}}(t)$ может привести учет конечного времени релаксации гиперзвуковой волны $\tau_{\text{зв}} \neq 0$. В начале взаимодействия света с волокном амплитуда гиперзвуковой волны в среде будет меньше рассчитанной при $\tau_{\text{зв}} = 0$. Это позволяет волне накачки проникать в бо-

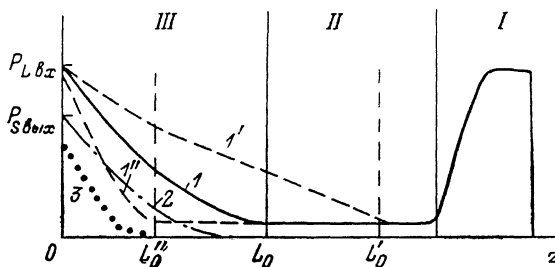


Рис. 6. Распределение интенсивностей накачки (1), стоксового сигнала (2) и гиперзвука (3) по длине волокна в случае стационарного рассеяния ($\tau_{\text{зв}} = 0$) и «граничные» распределения интенсивности накачки ($1'$, $1''$) при $\tau_{\text{зв}} \neq 0$. Время перераспределения накачки из $1'$ в $1''$ и обратно $\sim \tau_{\text{зв}}$.

лее глубокие слои волокна (рис. 6, кривая $1'$), вызывая в этих слоях более интенсивное рассеяние стоксовой волны, чем при $\tau_{\text{зв}} = 0$. Граница условной области III на рис. 6 при этом сдвигается вправо на $L_0' \sim c\tau_{\text{зв}}/n$: $L_0' = L_0 + \Delta'$. Затем рассеянное на более глубоких слоях волокна излучение достигает области, где уже сформировалась мощная гиперзвуковая волна, и усиливается до мощностей больших, чем при $\tau_{\text{зв}} = 0$, эффективно истощая на себя накачку. В результате формируется новое распределение накачки по волокну (рис. 6, кривая $1''$), отличное от стационарного. Граница области III сдвинута теперь влево относительно L_0 : $L_0'' = L_0 - \Delta''$, где $\Delta'' \sim \Delta' \sim c\tau_{\text{зв}}/n$. Если стационарная ширина области III $L_0 \gg c\tau_{\text{зв}}/n$, то процесс будет повторяться и стоксов сигнал на выходе из волокна окажется промодулированным по интенсивности с глубиной модуляции, близкой к 100%. Период модуляций T определяется временем перераспределения накачки из положения $1'$ в положение $1''$ и обратно, т. е. периодом колебаний ширины области III, сравнимого с временем релаксации гиперзвука $T \sim \tau_{\text{зв}}$.

При увеличении мощности, вводимой в волокно накачки, происходит уменьшение ширины области III L_0 . Это приводит к уменьшению глубины модуляции рассеянного света вследствие того, что в объеме III гиперзвуковая волна не будет успевать достаточно релаксировать. При $L_0 \leq c\tau_{\text{зв}}/n$ модуляции интенсивности излучения должны отсутствовать.

Оценки, проведенные на основе формулы (1), показали, что в условиях эксперимента ширина области III составляла $L_0 \approx 5c\tau_{\text{зв}}/n$ при 100% модуляции рассеянного света и $L_0 \approx 2c\tau_{\text{зв}}/n$ при глубине модуляции 10%. Заметим, что поскольку в рамках предложенной модели осцилляции стоксового излучения связаны только с колебаниями ширины области III, то уровень мощности накачки P_{L_1} , прошедшей в область II, не должен заметно изменяться. В экспе-

рименте наблюдались осцилляции прошедшего сигнала накачки, но как уже отмечалось, их амплитуда была мала по сравнению с амплитудой осцилляций в стоксовом сигнале. Это подтверждает правильность предложенной качественной модели.

Заключение

В ходе экспериментального исследования ВРМБ в одномодовом оптическом волокне были обнаружены периодические модуляции интенсивности рассеянного излучения, связанные с релаксацией гиперзвука в среде. Их существенными особенностями являются следующие.

1. Малый период колебаний $T=8$ нс, сравнимый с временем релаксации гиперзвуковой волны в волокне $\tau_{\text{в}}=5$ нс. Период колебаний не зависит от мощности вводимого в волокно излучения и в процессе эксперимента не меняется.

2. Большая глубина модуляции излучения, достигающая 100 %. Имеет место уменьшение глубины модуляции рассеянного сигнала с увеличением мощности, вводимой в волокно накачки.

3. При малых превышениях мощности накачки над порогом ВРМБ весь стоксов сигнал является строго периодическим. При увеличении мощности накачки осцилляции носят кусочно-периодический характер.

Амплитудные модуляции интенсивности такого типа ранее не наблюдались.

Литература

- [1] Ноп D. T. Opt. Lett., 1980, v. 5, p. 516—518.
- [2] Паперный С. Б., Петров В. Ф., Старцев В. Д. Письма в ЖТФ, 1981, т. 7, № 7, с. 433—435.
- [3] Горбунов В. А. ЖТФ, 1982, т. 52, № 11, с. 2302—2309.
- [4] Irpen E. P., Stolen R. H. Appl. Phys. Lett., 1972, v. 21, N 11, p. 539—541.
- [5] Андреев Н. Ф., Беспалов В. Н., Киселев А. М. и др. Квант. электр., 1976, т. 3, № 10, с. 2248—2252.
- [6] Johnson R. V., Marburger J. H. Phys. Rev. A., 1971, v. 4, N 3, p. 1175—1182.
- [7] Беспалов В. И., Бетин А. А., Пасманик Г. А., Шилов А. А. Письма в ЖТФ, 1980, т. 31, № 11, с. 668—672.
- [8] Бененсон Э. М., Бункин Ф. В., Власов Д. В. и др. Письма в ЖТФ, 1985, т. 42, № 4, с. 164—167.
- [9] Damzen M. J., Hutchinson H. IEEE J. Quant. Electron., 1983, v. QE-19, N 1, p. 7—14.
- [10] Coste J., Montes C. Phys. Rev. A., 1986, v. 34, N 5, p. 3940—3949.
- [11] Дианов В. М., Пилипецкий А. Н., Серкин В. Н. Квант. электр., 1986, т. 13, № 12, с. 397—404.
- [12] Tang C. J. J. Appl. Phys., 1966, v. 37, N 8, p. 2945—2955.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
19 октября 1987 г.