

07

© 1990

## ВЫНУЖДЕННОЕ ЧЕТЫРЕХФОТОННОЕ РАССЕЯНИЕ С БОЛЬШОЙ ДЛИНОЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЯЮЩЕМ ОДНОМОВОМ ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ

Д.В. Овсянников, М.П. Петров,  
Е.А. Кузнец, В.И. Белотцкий

Явление вынужденного четырехфотонного рассеяния (ВЧР) [1] заключается в том, что два фотона накачки рассеиваются на стоксов и антистоксов фотон. Этот процесс эффективно протекает только при выполнении условия фазового синхронизма:

$$\Delta\beta = \beta_S - \beta_\alpha - \beta_{p1} - \beta_{p2} = 0, \quad (1)$$

где  $\beta_S, \beta_\alpha, \beta_{p1}, \beta_{p2}$  — волновые вектора стоксовой, антистоксовой и двух волн накачки (накачка может распространяться в разных модах волокна, и тогда  $\beta_{p1} \neq \beta_{p2}$ ). Вклад в  $\Delta\beta$  дают несколько слагаемых, определяемых различными видами дисперсии в волокне: материальной, волноводной, модовой и двулучепреломляющей:

$$\Delta\beta = \Delta\beta_{MAT} + \Delta\beta_{ВОЛН} + \Delta\beta_{МОД} + \Delta\beta_{ДВ}. \quad (2)$$

Условие (1) выполняется тогда, когда слагаемые в (2) компенсируют друг друга. Известны различные способы достижения этого. В многомодовых и в маломодовых волокнах ВЧР наблюдается вследствие компенсации модовой дисперсии материальной. При этом стоксовы сдвиги могут получаться как несколько сотен [2, 3], так и несколько тысяч [4, 5]  $\text{см}^{-1}$ . В одномодовых волокнах  $\Delta\beta_{МОД} = 0$ , и выполнение (2) возможно либо подбором длины волны накачки вблизи нуля материальной дисперсии в волокне (1.3 мкм) [6, 7], либо в двулучепреломляющих волокнах, где материальная дисперсия может быть уравнена двулучепреломляющей. Рассмотрим возможные варианты разложения двух волн накачки, стоксовой и антистоксовой волн по двум ортогональнополяризованным модам двулучепреломляющего волокна. Каждая из этих четырех волн может быть поляризована по одной из двух главных осей волокна  $X$  и  $Y$ . Всего существует 12 различных сочетаний. Два из них — когда все волны поляризованы по оси  $X$  или  $Y$  — могут иметь место только в области нулевой дисперсии волокна. Проведенный анализ показал, что в области положительной дисперсии возможен фазовый синхронизм при следующих комбинациях поляризаций волн:

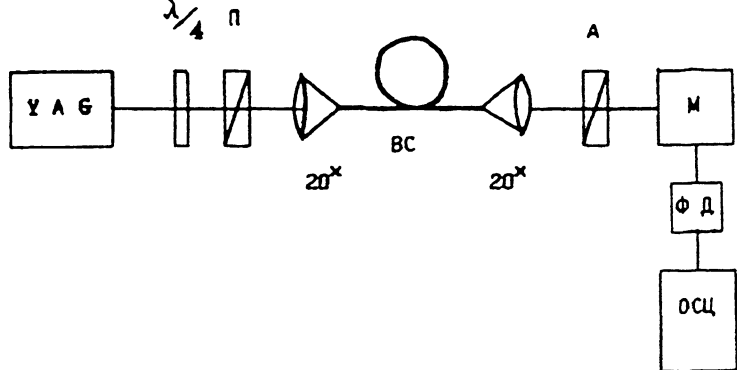


Рис. 1. Схема эксперимента, УАГ - лазер накачки, П - поляризатор, А - анализатор, ВС - волоконный световод, М - монохроматор, ФД - фотодиод, ОСЦ - осциллограф.

$$\rho^X + \rho^X \rightarrow S^X + A^Y, \quad (3)$$

$$\rho^X + \rho^X \rightarrow S^Y + A^X, \quad (4)$$

$$\rho^X + \rho^X \rightarrow S^Y + A^Y, \quad (5)$$

$$\rho^X + \rho^Y \rightarrow S^X + A^Y, \quad (6)$$

$$\rho^X + \rho^Y \rightarrow S^Y + A^Y. \quad (7)$$

Здесь  $\rho$ ,  $S$  и  $A$  относятся к волнам накачки, стоксовой и антистоксовой, и считается для определенности „медленной“ ось  $X$ . В области отрицательной дисперсии возможен фазовый синхронизм для оставшихся пяти комбинаций однако вследствие симметрии среды у тензора нелинейной восприимчивости третьего порядка  $\chi_{ijkl}$ , описывающего четырехфотонные процессы, нулевыми являются все компоненты, где одинаковые индексы встречаются нечетное число раз [8]. Таким образом, остаются только два возможных варианта - (5) и (6). Вариант (5) исследовался в [9]; рассмотрим подробнее вариант (6).

Раскладывая  $\beta_s$  и  $\beta_a$  по степеням  $\Delta k = k_p - k_s = k_a - k_p$ , где  $k_p$ ,  $k_s$ ,  $k_a$  - волновые вектора накачки, стоксовой и антистоксовой волн в свободном пространстве, из (2) имеем:

$$\Delta\beta = \left( \frac{\partial\beta^Y}{\partial k} - \frac{\partial\beta^X}{\partial k} \right) \Delta k + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial^2\beta^X}{\partial k^2} + \frac{\partial^2\beta^Y}{\partial k^2} \right) (\Delta k)^2. \quad (8)$$

Отсюда видно, что фазовый синхронизм имеет место при  $\Delta k = 0$  и при

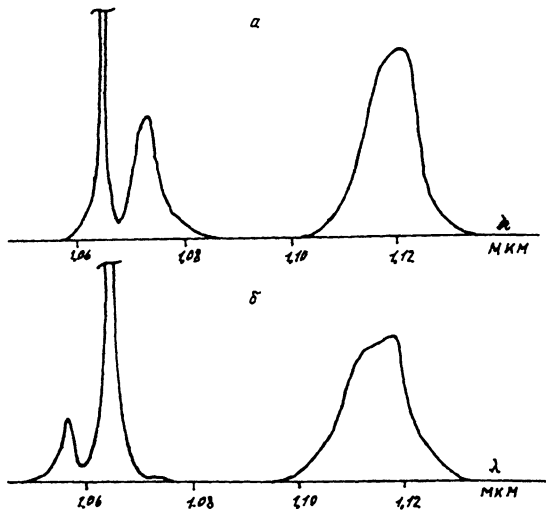


Рис. 2. Спектр излучения с выходного конца волокна при ориентации анализатора, а - вдоль „медленной“ оси волокна; б - вдоль „быстрой“ оси волокна.

$$\Delta k = 2 \left( \frac{\partial \beta^x}{\partial k} - \frac{\partial \beta^y}{\partial k} \right) \left( \frac{\partial^2 \beta^x}{\partial k^2} - \frac{\partial^2 \beta^y}{\partial k^2} \right)^{-1}. \quad (9)$$

Учитывая, что  $\frac{\partial \beta}{\partial k} = N$  - групповой показатель преломления и, полагая, что  $\frac{\partial^2 \beta^x}{\partial k^2} \approx \frac{\partial^2 \beta^y}{\partial k^2} = \frac{D}{k}$ , где  $D$  - дисперсия волокна (материальная и волноводная), получаем для стоксового сдвига  $\Omega = \frac{\Delta k}{2\pi}$ :

$$\Omega = \frac{N^x - N^y}{\lambda D} = \frac{\Delta N}{\lambda D}. \quad (10)$$

Схема эксперимента изображена на рис. 1. В качестве источника накачки использовался непрерывнонакачиваемый YAG-лазер ( $\lambda = 1,064$  мкм), работающий в режиме модуляции добротности с частотой повторения 0-1 кГц. С помощью пластинки  $\lambda/4$  и поляризатора изменялась поляризация вводимого в волокно излучения. Исследуемое волокно имело длину 150 м, длину волны отсечки 0,72 мкм и эллиптическую сердцевину с осями 4,6 мкм и 6,7 мкм. Излучение с выхода волокна пропускалось через анализатор, монохроматор и регистрировалось фотодиодом ФД-10Г и осциллографом С8-13.

Если поляризация вводимого излучения совпадала с какой-либо осью волокна, то наблюдалось только вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) (стоксов сдвиг  $\approx 450$  см<sup>-1</sup>); ВЧР не наблюдалось.

Когда направление поляризации накачки составляло  $45^\circ$  с осями, то наряду с ВКР наблюдалось ВЧР со стоксовым сдвигом  $60 \text{ см}^{-1}$ . Спектр выходного излучения при ориентации анализатора вдоль двух главных осей волокна представлен на рис. 2, а, б. Видно, что стокс и антистокс в ВЧР поляризованы ортогонально. Порог ВЧР был в эксперименте  $\approx$  в 1,5 раза меньше, чем порог ВКР.

Пренебрегая волноводной дисперсией и считая  $D = 0,012$  (35 пс/нм·км) [11],  $\lambda = 1,064$  мкм,  $\Omega = 60 \text{ см}^{-1}$ , из (10) получаем:

$$\Delta N = N^X - N^Y = 7,6 \cdot 10^{-5}. \quad (11)$$

Измерения  $\Delta N$ , проведенные нами по методике [10] на длине волны 0,6 мкм дали для нашего волокна величину  $\Delta N = 1,0 \cdot 10^{-4}$ , что неплохо соотносится с (11).

Обычно ВЧР наблюдается в коротких отрезках волокон (не более нескольких метров) при, соответственно, больших мощностях накачки. Это обусловлено малой длиной „когерентности“ процесса ВЧР [1]. В нашем случае мы смогли наблюдать ВЧР в 150-метровом отрезке волокна при мощностях накачки ниже порога ВКР. Это говорит о большой длине „когерентности“ в нашем случае. Действительно, согласно [1], длина „когерентности“

$$L_c = \left( \Delta \nu_p \cdot \left. \frac{\partial \Delta \beta}{\partial \Delta k} \right|_{\Delta \beta = 0} \right)^{-1}, \quad (12)$$

где  $\Delta \nu_p$  — ширина спектра накачки. В нашем случае, взяв производную из (8) и подставив в (12), имеем

$$L_c = \left( \Delta \nu_p \lambda D \Omega \right)^{-1} = \left( \Delta \nu_p \Delta N \right)^{-1}. \quad (13)$$

Считая  $\Delta \nu_p = 0,5 \text{ см}^{-1}$ , получаем  $L_c = 260$  м. Следует отметить, что в нашем случае длина „разбегания“ импульсов стокса и антистокса, обусловленная материальной и волноводной дисперсией, совпадает с длиной „разбегания“ двух импульсов накачки, поляризованных по разным осям волокна, обусловленной двулучепреломляющей дисперсией и совпадает с длиной „когерентности“  $L_c$  (13). Для случая, когда накачка распространяется по „медленной“ оси, а стокс и антистокс — по „быстрой“, длина „когерентности“ также совпадает с длиной дисперсионного „разбегания“ импульсов стокса и антистокса и много меньше длины „разбегания“, обусловленной двулучепреломляющей дисперсией.

Таким образом, в данной работе исследуется и экспериментально наблюдается ВЧР в случае, когда излучение накачки распространяется в двух модах двулучепреломляющего волокна. Показано, что в этом случае фазовый синхронизм достигается компенсацией материальной и волноводной дисперсии двулучепреломляющей дисперсией групповых скоростей. Этот вариант ВЧР представляют интерес благодаря большой длине „когерентности“ и малым пороговым мощностям накачки.

- [1] S t o l e n R.H., B j o r k h o l m J.A. // IEEE J. of Quantum Electronics. 1982. V. QE-18. P. 1062.
- [2] S t o l e n R.H. // IEEE J. of Quantum Electronics. 1975. V. QE-11. P. 100.
- [3] Д и а н о в Е.М., З а х и д о в Э.А., К а р а с и к А.Я., М а м ы ш е в П.В., П р о х о р о в А.М. // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 83. С. 39.
- [4] H i l l K.O., J o n s o n D.C., K a w a s a k i B.S. // Appl. Opt. 1981. V. 20. P. 1075.
- [5] L i n C., B ö s c h M.A. // Appl. Phys. Lett. 1981. V. 38. P. 479
- [6] W a s h i o K., I n o k e K., T a n i g a w a T. // Electron. Lett. 1980. V. 16. P. 331.
- [7] L i n C., R e e d W.A., P e a r s o n A.D. // Opt. Lett., 1981. V. 6. P. 493.
- [8] Ш у б е р т М., В и л ь г е л ь м и Б. Введение в нелинейную оптику. М., 1973. 244 с.
- [9] S t o l e n R.H., B ö s c h M.A., L i n C. // Opt. Lett. 1981. V. 6. P. 213.
- [10] Д и а н о в Е.М., Д я н к о в Г.Л., Н е у с т р у е в В.Б. // Квантовая электроника. 1987. Т. 14. С. 1128.
- [11] G l o g e D. // Appl. Opt. 1971. V. 10. P. 2442.

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

Поступило в Редакцию  
17 июля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 17

12 сентября 1990 г.

01

© 1990

О КОРРЕЛЯЦИОННОЙ РАЗМЕРНОСТИ  
СТРУКТУРИРОВАННЫХ РЯДОВ

В.М. О с т р я к о в, И.Г. У с о с к и н

Последние годы ознаменовались бурным развитием области науки, занимающейся исследованием стохастических колебаний в нелинейных системах. Структура области, притягивающей фазовую траекто-