

## Когерентное антистоксово рассеяние замедленного света в полом планарном волноводе с периодическим гофром

С. О. Коноров, Д. А. Акимов, А. Н. Наумов, А. Б. Федотов, Р. Б. Майлс<sup>+1)</sup>, Дж. У. Хаус<sup>\*1)</sup>, А. М. Желтиков<sup>2)</sup>

Международный лазерный центр, физический факультет  
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, 119899 Москва, Россия

<sup>+</sup> Department of Mechanical and Aerospace Engineering, Princeton University, NJ 08544-5263 Princeton, USA

<sup>\*</sup> Electro-Optics Program, University of Dayton, OH 45469-0245 Dayton, USA

Поступила в редакцию 5 декабря 2001 г.

Экспериментально зарегистрировано увеличение эффективности процесса когерентного антистоксова рассеяния света на молекулярном азоте в полом планарном гофрированном волноводе с периодическим профилем гофра. Измеренная зависимость эффективности процесса КАРС от толщины волноводного слоя указывает на существенное влияние эффекта уменьшения групповой скорости вблизи фотонной запрещенной зоны на повышение эффективности четырехволнового взаимодействия в подобной структуре.

PACS: 42.65.–k

Замечательные дисперсионные свойства структур с периодической модуляцией показателя преломления открывают широкие возможности целенаправленного изменения и управления дисперсией оптических материалов [1, 2]. Благодаря этому, периодические и квазипериодические структуры – многослойные зеркала, микроструктурированные волноводы, двумерные и трехмерные периодические структуры, объединяемые в класс фотонных кристаллов [2, 3], – в настоящее время активно используются для формирования, передачи и управления параметрами сверхкоротких световых импульсов [4, 5], а также для создания оптических волокон нового типа [6–8] и разработки оптических переключателей, ответвителей, фильтров и других оптических элементов [2]. Структуры с периодической модуляцией показателя преломления позволяют также в ряде случаев решить проблему фазового согласования при нелинейно-оптических взаимодействиях [9–12]. С физической точки зрения, фазовый синхронизм при нелинейно-оптических процессах в таких структурах обеспечивается при выполнении обобщенного закона сохранения импульса [9, 10], учитывающего возможность компенсации расстройки волновых векторов световых полей за счет вектора обратной решетки периодической структуры. Удобный способ практической реализации данного подхода на больших длинах нелинейно-оптического взаимодействия связан с использованием волноводов с периодической модуля-

цией показателя преломления [13]. Сильная связь прямых и обратных волноводных мод, возникающая в области брэгговского резонанса в подобных структурах, приводит к возникновению фотонной запрещенной зоны и открывает широкие возможности для создания структур с необходимыми дисперсионными свойствами.

В настоящей работе показана возможность существенного увеличения эффективности четырехволновых взаимодействий в газовой среде в полом планарном гофрированном волноводе. Принципиальное отличие нашего экспериментального подхода от выполненных ранее работ по исследованию нелинейно-оптических взаимодействий в периодических волноводах (например, [13]) связано с тем, что в качестве нелинейной среды в наших экспериментах используется газ, заполняющий волноводный слой полого планарного волновода. Длина когерентности при этих условиях существенно превышает длину волновода. Увеличение эффективности четырехволнового взаимодействия в условиях описываемых ниже экспериментов достигалось за счет эффектов локализации электромагнитного поля в волноводной структуре, связанных с уменьшением групповой скорости одной или нескольких из волн накачки вблизи фотонной запрещенной зоны.

Для экспериментальной реализации этой идеи использовалась волноводная структура, состоящая из зеркала и дифракционной решетки. Оба оптических элемента, образующие волновод, имели алюминиевое покрытие. Как показано в наших предыдущих работах [14, 15], подобная структура сочетает пре-

<sup>1)</sup>R. B. Miles, J. W. Haus.

<sup>2)</sup>e-mail: zheltikov@top.phys.msu.su

имущества полого волновода и одномерного фотонного кристалла. С одной стороны, созданная структура позволяет вводить в волноводный слой высокие плотности мощности лазерного излучения и выполнять эксперименты, аналогичные работам по генерации сверхкоротких импульсов [16, 17] и гармоник высокого порядка [18] в полых волокнах. Волноводный режим распространения излучения в такой структуре позволяет, как и в случае заполненных газом полых волокон, достигать увеличения эффективности нелинейно-оптических взаимодействий по сравнению с режимом жестко сфокусированных пучков накачки за счет существенного увеличения длины взаимодействия. С другой стороны, периодическое возмущение показателя преломления, вносимое решеткой, приводит к возникновению фотонных запрещенных зон в спектре пропускания структуры (рис.1) и существенному изменению дисперсионных свойств световых полей по сравнению со случаем газовой сре-

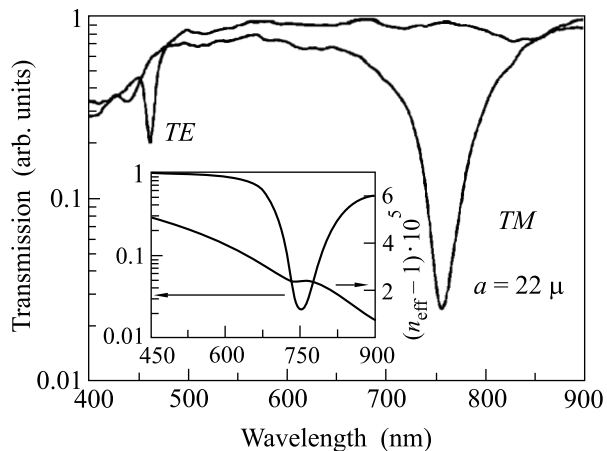


Рис.1. Спектры пропускания, измеренные для  $TM$ - и  $TE$ -мод полого планарного гофрированного волновода, состоящего из плоского зеркала и дифракционной решетки с алюминиевым покрытием. Расстояние между стенками волновода  $2a = 44$  мкм, дифракционная решетка имеет 2400 штрихов/мм. На вставке приведены спектр пропускания и спектральная зависимость эффективного показателя преломления, рассчитанные для основной объемной моды  $TM_2$  рассматриваемого волновода

ды в обычной кювете. Созданный волновод открывает широкие возможности для достижения фазового и группового согласования, так как имеется возможность независимого управления тремя основными составляющими дисперсии – материальной дисперсией, дисперсией волноводных мод и дисперсией, связанной с периодическим возмущением показателя

преломления. Материальная дисперсия газа, наполняющего волновод, может изменяться путем выбора сорта и давления газа. Волноводная составляющая дисперсии изменяется путем варьирования толщины волноводного слоя, материала стенок волновода и выбора набора волноводных мод. Наконец, дисперсия периодической структуры управляется путем выбора периода и профиля решетки.

Для анализа дисперсии световых волн, участвующих в нелинейно-оптическом взаимодействии, в полом планарном гофрированном волноводе использовались уравнения теории связанных мод [1]. Использование данного подхода позволяло нам находить комплексные постоянные распространения в гофрированном плоском планарном волноводе путем определения собственных значений квадратных матриц соответствующих характеристических уравнений размерностью  $2N \times 2N$ , где  $N$  – число мод плоского невозмущенного волновода (волновода без гофра), определяемое из условия отсечки. На вставке к рис.1 приведены зависимости коэффициента пропускания и эффективного показателя преломления для основной объемной моды ( $TM_2$ ) полого гофрированного волновода, рассчитанного с использованием метода теории связанных мод. Фотонная запрещенная зона в этой спектральной области, как следует из результатов выполненного расчета, возникает благодаря сильной связи основной объемной моды  $TM_2$  с поверхностными модами  $TM_0$  и  $TM_1$ . Как видно из сравнения с экспериментально измеренным спектром пропускания волновода, результаты теоретического анализа находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными. Использованный метод расчета позволяет с достаточно высокой точностью воспроизвести положение фотонной запрещенной зоны в спектре пропускания полого планарного гофрированного волновода и дисперсионных соотношениях волноводных мод (рис.1). Однако приводимые ниже абсолютные значения коэффициента пропускания, эффективного показателя преломления и групповой скорости могут рассматриваться лишь как приближенные оценки, так как эти параметры чрезвычайно чувствительны к значениям постоянной связи, которые в свою очередь зависят от фурье-амплитуд периодического профиля гофра, а также пространственного перекрытия полей волноводных мод и области возмущения показателя преломления.

Основная цель наших экспериментов заключалась в демонстрации возможности увеличения эффективности процесса когерентного антистоксова рассеяния света (КАРС) за счет использования созданной волноводной структуры. Так как нелинейной сре-

дой в наших экспериментах выступает газ, заполняющий волноводный слой между решеткой и зеркалом при давлениях, не превышающих атмосферного, следует ожидать, что для волноводных структур длиной несколько сантиметров длина когерентности для процесса типа КАРС будет существенно превышать длину волновода. Увеличение эффективности нелинейно-оптического взаимодействия при этих условиях может быть достигнуто за счет эффектов локализации электромагнитного поля в волноводе, характерных для структур с фотонной запрещенной зоной и связанных с уменьшением групповой скорости световых импульсов. Данный эффект иллюстрируется на рис.2, показывающем зависимость груп-

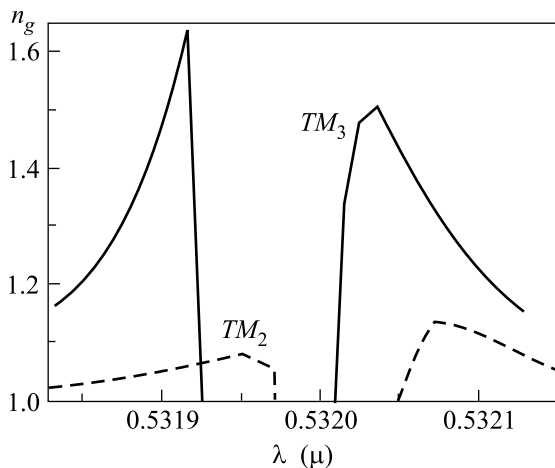


Рис.2. Зависимость группового индекса  $n_g = c/v_g$  ( $c$  – скорость света в вакууме,  $v_g$  – групповая скорость в волноводной структуре) для мод  $TM_2$  (сплошная линия) и  $TM_3$  (штриховая линия) полого планарного гофрированного волновода с величиной зазора между стенками  $2a = 22$  мкм

пового индекса для  $TM_2$ - и  $TM_3$ -мод полого планарного волновода с величиной зазора между стенками  $2a = 22$  мкм от длины волны в спектральной области, соответствующей излучению второй гармоники лазера на гранате с неодимом. Штриховая линия на рис.2 соответствует  $TM_3$ -моду, сплошная линия соответствует  $TM_2$ -моду. Как следует из результатов расчетов, представленных на рис.2, групповая скорость световых импульсов существенно понижается в спектральной области, соответствующей излучению второй гармоники лазера на гранате с неодимом, благодаря наличию фотонной запрещенной зоны. Данный эффект приводит к увеличению средней плотности электромагнитного излучения в волноводе, позволяя тем самым повысить эффектив-

ность нелинейно-оптических процессов в волноводной структуре.

Схема экспериментальной установки, использовавшейся для исследования возможности увеличения эффективности процесса КАРС в газовой среде за счет локализации поля в полом планарном гофрированном волноводе, приведена на рис.3. Изучалась схема двухчастотного процесса КАРС, идущего по схеме  $\omega_{CARC} = 2\omega_1 - \omega_2$ , где  $\omega_{CARC}$  – частота сиг-

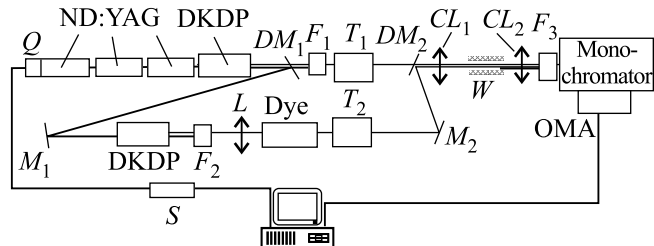


Рис.3. Экспериментальная установка для исследования процесса когерентного антистоксова рассеяния света в полом планарном гофрированном волноводе:  $M_1, M_2$  – поворотные зеркала,  $DM_1, DM_2$  – дихроичные зеркала,  $F_1, F_2, F_3$  – наборы светофильтров,  $OMA$  – оптический многоканальный анализатор,  $S$  – система синхронизации,  $CL_1, CL_2$  – цилиндрические линзы,  $L$  – сферическая линза,  $T_1, T_2$  – телескопы,  $W$  – волновод

нала КАРС,  $\omega_1, \omega_2$  – частоты волн накачки. В качестве задающего генератора использовался Nd:YAG-лазер, работавший в режиме синхронизации мод и позволявший получать импульсы излучения с длиной волны 1.064 мкм длительностью 15 нс. Для повышения энергии лазерных импульсов использовались два Nd:YAG-усилителя. Энергия усиленных импульсов основного излучения составляла около 30 мДж. Для преобразования излучения основной частоты во вторую гармонику использовался кристалл DKDP. Излучение второй гармоники использовалось в качестве волны накачки в схеме КАРС (частота  $\omega_1$ ). Непреобразованное во вторую гармонику излучение основной частоты отделялось от излучения второй гармоники с помощью дихроичного зеркала  $DZ_1$  и использовалось для генерации второй гармоники в кристалле DKDP. Полученное таким образом излучение второй гармоники использовалось для накачки лазера на красителе сульфородамин 101. Излучение лазера на красителе использовалось в качестве второй волны накачки в схеме КАРС (частота  $\omega_2$ ). Волны накачки с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$  совмещались на дихроичном зеркале  $DZ_2$  и заводились в полый планарный гофрированный волновод с помощью цилиндрической линзы  $CL_1$  с фокусным расстоянием 9 см. Энергии им-

пульсов накачки составляли 8 мДж (излучение второй гармоники) и 0.8 мДж (излучение лазера на красителе). Длина волновода, использовавшегося в наших экспериментах, составляла 5 см, а расстояние между стенками волновода варьировалось в пределах от 22 до 88 мкм.

Лазер на красителе настраивался таким образом, чтобы частота генерируемого этим источником излучения  $\omega_2$  удовлетворяла условию комбинационного резонанса  $\omega_1 - \omega_2 = \Omega$  с комбинационно-активным переходом молекулярного азота с частотой  $\Omega = 2331 \text{ см}^{-1}$ . Данное условие выполнялось при длине волны излучения лазера на красителе, равной 0.607 мкм. Сигнал КАРС, генерируемый на колебаниях молекулярного азота из атмосферного воздуха, заполнявшего полый волновод, имел при этом длину волны, равную 0.473 мкм. Этот сигнал коллимировался цилиндрической линзой  $ЦЛ_2$ , отделялся от излучения накачки с помощью системы оптических фильтров, проходил через монохроматор и регистрировался с помощью оптического многоканального анализатора.

На рис.4 представлены результаты измерений для отношения эффективности  $\eta_w$  процесса КАРС на комбинационно-активных колебаниях молекулярного азота в полем планарном волноводе к эффективности  $\eta_f$  процесса КАРС при тех же энергиях волн накачки и тех же условиях фокусировки из атмосферного воздуха в отсутствие волновода (режим цилиндрической фокусировки). Данное отношение представлено на рис.4 в зависимости от расстояния  $2a$  между стенками волновода. Треугольниками показан выигрыш в эффективности процесса КАРС для  $TM$ -мод волновода. Квадраты соответствуют  $TE$ -модам волновода. Кругом показан результат измерения для случая  $TM$ -поляризованного излучения в волноводе без дифракционной решетки. Штриховой линией приведена зависимость  $1/a^2$ , описывающая выигрыш в эффективности процесса КАРС в планарном волноводе без гофра по отношению к эффективности процесса КАРС в режиме цилиндрической фокусировки за счет чисто геометрических факторов (для случая четырехволновых взаимодействий в наполненных газом полых волокнах этот чисто геометрический выигрыш пропорционален  $1/a^4$  [19, 20]).

Как видно из представленных на рис.4 данных, выигрыш в эффективности процесса КАРС в случае  $TE$ -мод практически совпадает с выигрышем, достигаемым в волноводном режиме за счет чисто геометрических факторов. Существенно большее увеличение эффективности процесса КАРС, как видно из рис.4, может быть достигнуто для  $TM$ -мод пла-

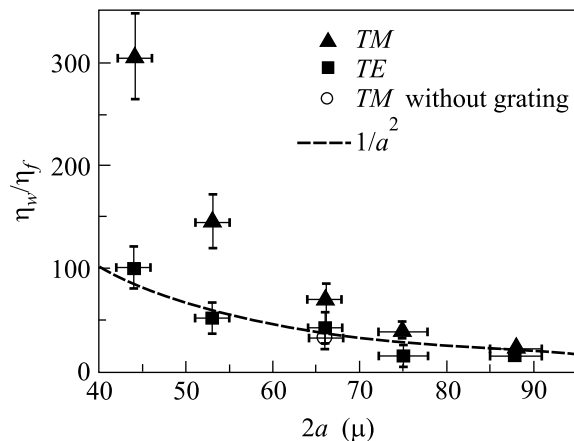


Рис.4. Зависимость отношения эффективности  $\eta_w$  процесса КАРС на комбинационно-активных колебаниях молекулярного азота в полем планарном волноводе к эффективности  $\eta_f$  процесса КАРС при тех же энергиях волн накачки и тех же условиях фокусировки из атмосферного воздуха в отсутствие волновода от расстояния  $2a$  между стенками волновода. Треугольниками показан выигрыш в эффективности процесса КАРС для  $TM$  мод волновода. Квадраты соответствуют  $TE$  модам волновода. Кругом показан результат измерения для случая  $TM$ -поляризованного излучения в волноводе без дифракционной решетки. Штриховой линией приведена зависимость  $1/a^2$ , описывающая выигрыш в эффективности процесса КАРС в планарном волноводе без гофра по отношению к эффективности процесса КАРС в режиме цилиндрической фокусировки за счет чисто геометрических факторов

нарного волновода (максимальный выигрыш по сравнению с режимом сфокусированных пучков в данном случае составляет величину порядка 300). Этот факт связан с тем обстоятельством, что частоты  $\omega_1$  и  $\omega_2$  второй гармоники и излучения лазера на красителе попадают в область сильной спектральной связи между основной объемной модой  $TM_2$  и одной из высших  $TM$ -мод. При этих условиях имеет место увеличение плотности электромагнитной энергии в волноводе, приводящее к увеличению эффективности нелинейно-оптического процесса.

Так как интенсивность сигнала КАРС прямо пропорциональна произведению групповых индексов волн накачки, уменьшение групповой скорости волны накачки  $\omega_1$  в 1.2–1.4 раза и групповой скорости волны накачки  $\omega_2$  в 1.1–1.2 раза приводит к увеличению интенсивности сигнала КАРС в 1.6–2.4 раза. Еще раз подчеркнем, что абсолютные значения групповых скоростей могут быть рассчитаны лишь приблизительно и существенно зависят от по-

стоянных связи волноводных мод. Однако приведенные оценки качественно согласуются с результатами экспериментальных исследований, указывая на возможность существенного увеличения эффективности нелинейно-оптического взаимодействия за счет уменьшения групповой скорости световых импульсов в волноводной структуре с периодическим возмущением показателя преломления. Количественные различия между экспериментально измеренными значениями выигрыша в эффективности процесса КАРС и приведенными выше оценками увеличения эффективности четырехволнового взаимодействия за счет уменьшения групповых скоростей волн накачки могут быть связаны с несколькими физическими факторами, которые могут проявляться в условиях наших экспериментов. Среди наиболее важных необходимо выделить локальное увеличение поля в плазмонных  $TM$  модах, которое может приводить к увеличению эффективности нелинейно-оптических взаимодействий с последующей перекачкой энергии в другие волноводные моды, а также эффекты, связанные с изменением материальной составляющей дисперсии за счет возбуждения и ионизации газовой среды, заполняющей волновод.

Таким образом, выполненные в настоящей работе экспериментальные и теоретические исследования указывают на возможность существенного увеличения эффективности четырехволновых взаимодействий в газовой среде в полном планарном гофрированном волноводе за счет эффектов локализации электромагнитного поля в волноводной структуре, связанных с уменьшением групповой скорости одной или нескольких волн накачки вблизи фотонной запрещенной зоны. Полученный в работе выигрыш в эффективности процесса КАРС в волноводной структуре, состоящей из металлического зеркала и дифракционной решетки, может быть существенно увеличен путем оптимизации периодической структуры для конкретного набора взаимодействующих волноводных мод. Указанный в данной работе путь повышения эффективности нелинейно-оптических процессов в полых волноводах открывает новые возможности существенного увеличения чувствительности методов нелинейно-оптического газового анализа, а также повышения эффективности методов формирования сверхкоротких импульсов на основе фазовой самомодуляции, вынужденного комбинационного рассеяния высокого порядка и генерации гармоник высокого порядка в наполненных газом полых волноводах.

Авторы благодарны Н. В. Чигареву за помощь при измерении спектра пропускания планарного гофриро-

ванного волновода и Д. А. Сидорову-Бирюкову за полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке гранта # 00-15-99304 Президента Российской Федерации, гранта Российского фонда фундаментальных исследований # 00-02-17567, гранта Volkswagen Foundation # I/76 869, а также грантов CRDF # RP2-2266 и # RP2-2275.

1. A. Yariv and P. Yeh, *Optical Waves in Crystals*, New York, Wiley, 1987.
2. *Nanoscale Linear and Nonlinear Optics*, Eds. M. Bertolotti, C.M. Bowden, and C. Sibia, New York, Am. Inst. Phys., 2001.
3. J. Joannopoulos, R. Meade, and J. Winn, *Photonic Crystals*, Princeton Univ., Princeton, 1995.
4. T. Brabec and F. Krausz, *Rev. Mod. Phys.* **72**, 545 (2000).
5. A. M. Zheltikov, in *Nanoscale Linear and Nonlinear Optics*, Eds. M. Bertolotti, C. M. Bowden, and C. Sibia, New York, Am. Inst. Phys., 2001, p. 259.
6. J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, and D. M. Atkin, *Opt. Lett.* **21**, 1547 (1996).
7. J. C. Knight, J. Broeng, T. A. Birks, and P. St. J. Russell, *Science* **282**, 1476 (1998).
8. A. M. Zheltikov, *Phys. Usp.* **170**, 1203 (2000).
9. N. Bloembergen and A. J. Sievers, *Appl. Phys. Lett.* **17**, 483 (1970).
10. A. Yariv and P. Yeh, *J. Opt. Soc. Am.* **B67**, 438 (1977).
11. M. Centini, C. Sibia, M. Scalora et al., *Phys. Rev.* **E60**, 4891 (1999).
12. A. M. Zheltikov, A. V. Tarasishin, and S. A. Magnitskii, *JETP* **91**, 298 (2000).
13. J. P. van der Ziel, M. Hegems, P. W. Foy, and R. M. Mikulyak, *Appl. Phys. Lett.* **29**, 775 (1976).
14. A. B. Fedotov, A. N. Naumov, D. A. Sidorov-Biryukov et al., *Laser Phys.* **11**, 1009 (2001).
15. A. B. Fedotov, A. N. Naumov, D. A. Sidorov-Biryukov et al., *J. Opt. Soc. Am.* **B**, in press (2002).
16. M. Nisoli, S. De Silvestri, O. Svelto et al., *Opt. Lett.* **22**, 522 (1997).
17. M. Wittmann, A. Nazarkin, and G. Korn, *Opt. Lett.* **26**, 298 (2001).
18. A. Rundquist, C. G. Durfee III, Z. Chang et al., *Science* **5368**, 1412 (1998).
19. R. B. Miles, G. Lauffer, and G. C. Bjorklund, *Appl. Phys. Lett.* **30**, 417 (1977).
20. A. B. Fedotov, F. Giammanco, A. N. Naumov et al., *Appl. Phys.* **B72**, 575 (2001).