

УДК 535.345

КОГЕРЕНТНОЕ АНТИСТОКСОВО РАССЕЯНИЕ В ПОЛОМ ПЛАНАРНОМ ГОФРИРОВАННОМ ВОЛНОВОДЕ: ВЛИЯНИЕ ФОТОННОЙ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ

© 2002 г. С. О. Коноров², Д. А. Акимов², А. Н. Наумов², А. Б. Федотов^{1,2}, Р. Б. Майлс³, Дж. У. Хаус⁴, А. М. Желтиков^{1,2}

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 от толщины волноводного слоя указывает на существенное влияние эффекта уменьшения групповой скорости вблизи фотонной запрещенной зоны на повышение эффективности четырехволнового взаимодействия в подобной структуре.

ВВЕДЕНИЕ

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 модуляцией

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, в [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.

СВЯЗАННЫЕ МОДЫ В ПОЛОМ ПЛАНАРНОМ ГОФРИРОВАННОМ ВОЛНОВОДЕ

Волноводная структура и общая идея исследований

Для экспериментальной реализации основной идеи работы использована волноводная структура, состоящая из зеркала и дифракционной ре-

¹ Международный лазерный центр Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова.

² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова.

³ Department of Mechanical and Aerospace Engineering, Princeton University, USA.

⁴ Electro-Optics Program, University of Dayton, USA.

шетки (рис. 1). Оба оптических элемента, образующие волновод, имели алюминиевое покрытие. Как показано в наших предыдущих работах [14, 15], подобная структура сочетает преимущества 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 среды в обычной кювете. Созданный волновод открывает широкие возможности для достижения фазового и группового согласования, так как имеется возможность независимо 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 волноводных мод. Наконец, дисперсия периодической структуры управляется путем выбора периода и профиля решетки.

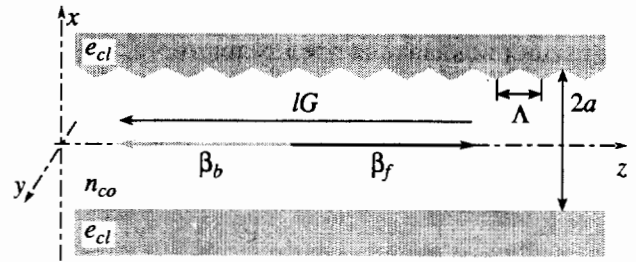


Рис. 1. Комбинация зеркала и дифракционной решетки составляет планарный, гофрированный волновод; Λ – период гофра, $2a$ – расстояние между зеркалом и дифракционной решеткой. Фотонная запрещенная зона, проявляющаяся в дисперсионных зависимостях и спектре пропускания, возникает благодаря сильной связи мод, распространяющихся в прямом и в обратном направлениях, характеризуемых константами распространения β_b и β_f , связанными с постоянной обратной решетки G .

где $\epsilon_0(x, y)$ – невозмущенная часть диэлектрической проницаемости, определяющая структуру волновода.

Собственные моды возмущенного волновода, согласно общей схеме теории связанных мод [1], представляются в виде линейной комбинации собственных мод невозмущенного волновода:

$$E = \sum A_m(z) E_m(x, y) \exp[i(\omega t - \beta_m z)], \quad (2)$$

где A_m – амплитуда моды m ; $E_m(x, y)$ – распределение поля моды m в плоскости (x, y) ; β_m , постоянная распространения моды m , может быть положительной или отрицательной. Положительная β_m соответствует волне, распространяющейся в положительном направлении оси z , отрицательная β_m соответствует волне, распространяющейся в отрицательном направлении оси z , ω – частота распространяющегося излучения.

Условие ортонормированности волноводных мод записывается в виде

$$\int E_k^*(x, y) E_m(x, y) dx dy = \delta_{km}. \quad (3)$$

Возмущение диэлектрического тензора приводит к возмущению поляризации среды: $\Delta P = \Delta \epsilon(x, y, z) E$, обеспечивая возможность обмена энергией между волноводными модами. Важно отметить, что моды различной поляризации не взаимодействуют друг с другом.

Вследствие периодичности возмущения диэлектрической проницаемости по переменной z величина $\Delta \epsilon(x, y, z)$ может быть представлена в виде ряда Фурье:

$$\Delta \epsilon(x, y, z) = \sum_{m \neq 0} \epsilon_m(x, y) \exp\left(-im \frac{2\pi}{\Lambda} z\right), \quad (4)$$

$$\epsilon(x, y, z) = \epsilon_0(x, y) + \Delta \epsilon(x, y, z), \quad (1)$$

где m – порядок фурье-компоненты, Λ – период модуляции показателя преломления.

Подставляя выражение для поля (2) в волновое уравнение, получаем

$$\sum_k \left[\frac{d^2}{dz^2} A_k - 2i\beta_k \frac{d}{dz} A_k \right] E_k(x, y) e^{-i\beta_k z} = -\omega^2 \sum_l \Delta \varepsilon(x, y, z) A_l E_l(x, y) e^{-i\beta_l z}. \quad (5)$$

Предполагая $\left| \frac{d}{dz^2} A_k \right| \ll \left| \beta_k \frac{d}{dz} A_k \right|$, умножим (5)

на $E_k^*(x, y)$ и проинтегрируем результат по x и y с использованием выражений (3) и (4). Тогда, разделяя волноводные моды, распространяющиеся в положительном и отрицательном направлениях, имеем

$$\frac{d}{dz} A_k = -i \sum_l \sum_m K_{kl}^{(m)} B_l \exp[i(\beta_k + \beta_l - m \cdot 2\pi/\Lambda)z], \quad (6)$$

$$\frac{d}{dz} B_k = i \sum_l \sum_m K_{kl}^{(-m)} A_l \exp[-i(\beta_k + \beta_l - m \cdot 2\pi/\Lambda)z], \quad (7)$$

где A_k и B_l – амплитуды мод, распространяющихся в противоположных направлениях,

$$K_{kl}^{(m)} = \frac{\omega^2}{2c^2 \beta_k} \int E_k^*(x, y) \varepsilon_m(x, y) E_l(x, y) dx dy \quad (8)$$

– коэффициент связи между модами k и l .

Как видно из выражения (8), величину коэффициента связи определяет степень перекрытия распределений полей для взаимодействующих мод.

Эффективное взаимодействие между модами с индексами k и l происходит при выполнении условия Брэгга $\beta_k + \beta_l = 2\pi m/\Lambda$ для мод, распространяющихся в противоположных направлениях, или $\beta_k - \beta_l = 2\pi m/\Lambda$ для мод, распространяющихся в одном направлении. Будем предполагать при анализе выражений (6) и (7), что существует значение m , обеспечивающее наиболее эффективный обмен энергией между модами. Тогда, вводя обозначения $A'_k = A_k \exp[-i(\beta_k - m\pi/\Lambda)z]$, $B'_k = B_k \exp[i(\beta_k - m\pi/\Lambda)z]$, получаем

$$\frac{d}{dz} A'_k + i(\beta_k - m\pi/\Lambda) A'_k + i \sum_l K_{kl}^{(m)} B'_l = 0, \quad (9)$$

$$\frac{d}{dz} B'_k - i(\beta_k - m\pi/\Lambda) B'_k - i \sum_l K_{kl}^{(-m)} A'_l = 0, \quad (10)$$

где коэффициенты связи удовлетворяют следующему свойству: $K_{kl}^{*(m)} = K_{kl}^{(-m)}$.

Выражения (9) и (10) представляют собой основу теоретического анализа спектра пропускания и дисперсии полого планарного гофрированного волновода. В следующих разделах приводятся результаты численных расчетов, выполненных с использованием этих формул.

Численный расчет: спектры пропускания и групповая скорость

Использование описанного выше подхода позволяет нам находить комплексные постоянные пространства 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 рис. 2 показано поведение мнимой части постоянной распространения для волноводных мод TE_n и TM_n полого планарного волновода, состоящего из алюминиевого зеркала и решетки с алюминиевым покрытием, имеющей 2400 штрихов/мм и расположенной на расстоянии $2a = 44$ мкм от зеркала, на длине волны $\lambda = 0.63$ мкм. Как видно из рис. 2, с ростом номера моды n происходит увеличение мнимой составляющей постоянной распространения, а следовательно, ослабление связи между модами в области фотонной запрещенной зоны. На этом основании мы не рассматриваем вклад в спектр пропускания и дисперсию структуры мод с номерами, определяющимися из условия отсечки.

Как видно из данных, представленных на рис. 3, коэффициенты связи для TM -мод превосходят коэффициенты связи для TE -мод на несколько порядков, поэтому фотонные запрещенные зоны для объемных TM -мод будут проявляться сильнее, чем для TE мод, несмотря на то, что TM -моды характеризуются большими мнимыми частями постоянных распространения, чем TE -моды (см. рис. 2). В результате в случае TM -мод связь основной объемной моды с модами высших порядков приводит к значительно большему изменению групповой скорости, чем в случае связи TE -мод.

На вставке к рис. 4 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

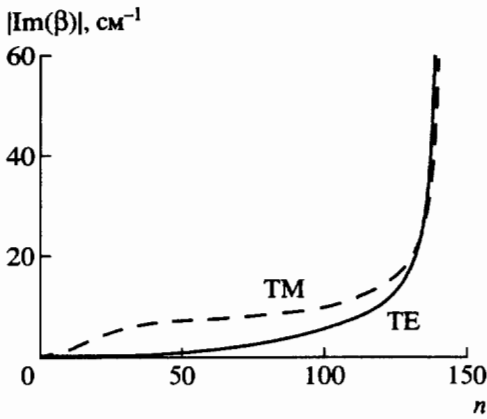


Рис. 2. Зависимость мнимой части постоянной распространения для полого планарного волновода с алюминиевым покрытием, с расстоянием между поверхностями волновода $2a = 44$ мкм, на длине волны $\lambda = 0.64$ мкм от номера моды n . Сплошная линия соответствует TE_n -модам, штриховая – TM_n -модам.

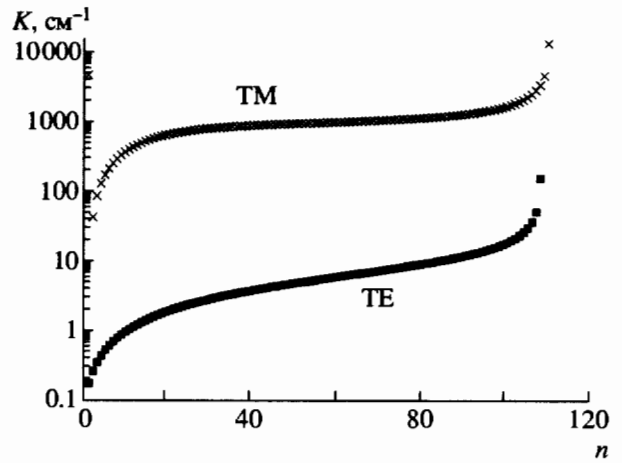


Рис. 3. Зависимости коэффициента связи между TE_0 и TE_n (кресты), TM_2 и TM_n (квадраты) модами полого планарного гофрированного волновода от номера моды n ; $2a = 22$ мкм, $\lambda = 0.4$ мкм.

ния 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 в дисперсионных соотношениях волноводных мод (рис. 4). 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 постоянных связи, которые, в свою очередь, зависят от фурье-амплитуд периодического профиля гофра, а также от 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 средой в наших экспериментах выступает газ, заполняющий волноводный слой между решеткой и зеркалом при давлениях, не превышающих атмосферного, следует ожидать, что для волноводных структур длиной в 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. 5, показывающем зависимость группового 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. 5 соответствует TM_2 -моду, сплошная линия – TM_3 -моду. Как

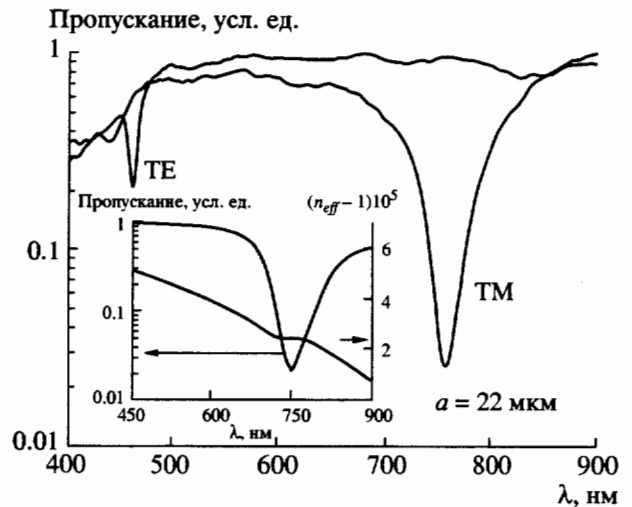


Рис. 4. Спектры пропускания, измеренные для TM - и TE -мод полого планарного гофрированного волновода, состоящего из плоского зеркала и дифракционной решетки с алюминиевым покрытием. Расстояние между стенками волновода $2a = 44$ мкм, дифракционная решетка имеет 2400 штрихов/мм. На вставке приведены спектр пропускания и спектральная зависимость эффективного показателя преломления, рассчитанные для основной объемной моды TM_2 рассматриваемого волновода.

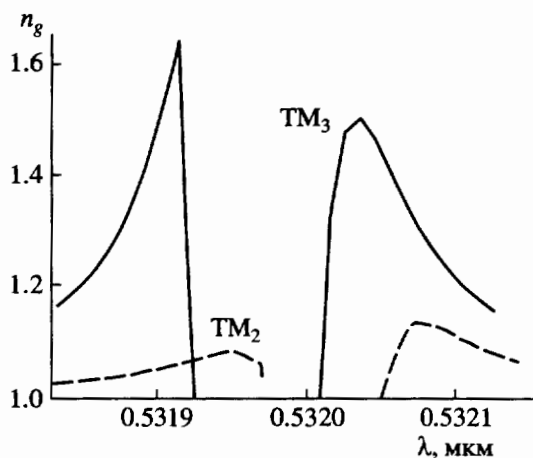


Рис. 5. Зависимость группового индекса $n_g = c/v_g$ (c – скорость света в вакууме, v_g – групповая скорость в волноводной структуре) для мод TM_2 (штриховая линия) и TM_3 (сплошная линия) полого планарного гофрированного волновода с величиной зазора между стенками $2a = 22$ мкм.

следует из результатов расчетов, представленных на рис. 5, 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 эффективность нелинейно-оптических процессов в волноводной структуре.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Схема экспериментальной установки, использованной для исследования возможности увели-

чения эффективности процесса КАРС в газовой среде за счет локализации поля в полом планарном гофрированном волноводе, приведена на рис. 6. Изучали схему двухчастотного процесса КАРС, идущего по схеме $\omega_{CARS} = 2\omega_1 - \omega_2$, где ω_{CARS} – частота сигнала КАРС, ω_1 , ω_2 – частоты волн накачки. В качестве задающего генератора использовали 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 использованы два Nd : YAG-усилителя. Энергия усиленных импульсов основного излучения составляла около 30 мДж. Для преобразования излучения основной частоты во вторую гармонику использован кристалл DKDP. Излучение второй гармоники использовали в качестве волны накачки в схеме КАРС (частота ω_1). Непреобразованное во вторую гармонику излучение основной частоты отделяли от излучения второй гармоники с помощью дихроичного зеркала ДЗ1 и использовали для генерации второй гармоники в кристалле DKDP. Полученное таким образом излучение второй гармоники использовали для накачки лазера на красителе сульфородамин-101. Излучение лазера на красителе использовали в качестве второй волны накачки в схеме КАРС (частота ω_2). Волны накачки с частотами ω_1 и ω_2 совмещались на дихроичном зеркале ДЗ2 и заводились в полый планарный гофрированный волновод с помощью цилиндрической линзы ЦЛ1 с фокусным расстоянием 9 см. Энергии импульсов накачки составляли 8 мДж (излучение второй гармоники) и 0.8 мДж (излучение лазера на красителе). Длина волновода, использованного в наших экспериментах, составляла 5 см, а расстояние между стенками волновода варьировалось в пределах от 22 до 88 мкм.

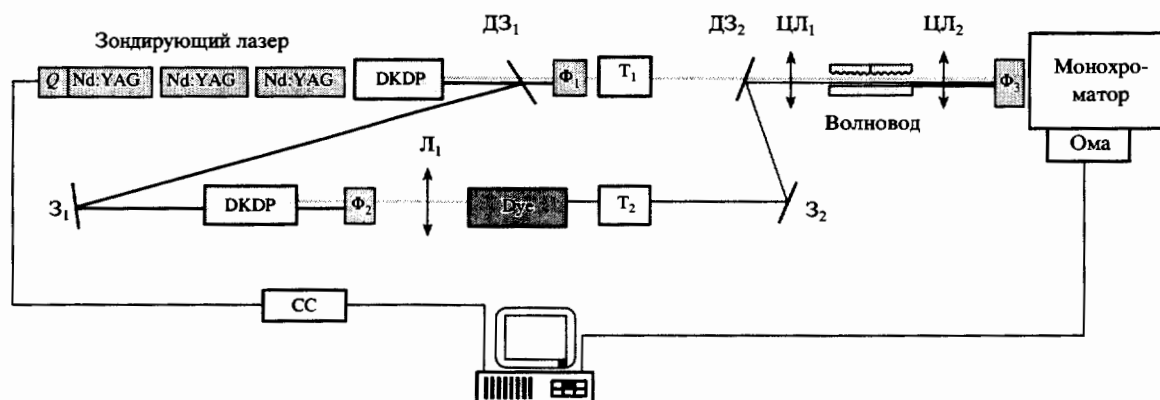


Рис. 6. Экспериментальная установка для исследования процесса когерентного антистоксова рассеяния света в полом планарном гофрированном волноводе: Z_1 , Z_2 – поворотные зеркала, ДЗ1, ДЗ2 – дихроичные зеркала, Φ_1 , Φ_2 , Φ_3 – наборы светофильтров, ОМА – оптический многоканальный анализатор, СС – система синхронизации, ЦЛ1, ЦЛ2 – цилиндрические линзы, Л1 – сферическая линза, Т1, Т2 – телескопы.

Лазер на красителе настраивали таким образом, чтобы частота генерируемого этим источником излучения ω_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.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 7 представлены результаты измерений для отношения эффективности η_w процесса КАРС на комбинационно-активных колебаниях молекулярного азота в полном планарном волноводе к эффективности η_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. 7 в зависимости от расстояния $2a$ между стенками волновода. Треугольниками показан выигрыш в эффективности процесса КАРС для ТМ-мод волновода. Квадраты соответствуют ТЕ-модам волновода. Кругом показан результат измерения для случая ТМ-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. 7 данных, выигрыш в эффективности процесса КАРС в случае ТЕ-мод практически совпадает с выигрышем, достигаемым в волноводном режиме за счет чисто геометрических факторов. Существенно большее увеличение эффективности процесса КАРС, как видно из рис. 7, может быть достигнуто для ТМ-мод планарного волновода (максимальный выигрыш по сравнению с режимом сфокусированных пучков в данном случае составляет величину порядка 300). Этот факт связан с тем обстоятельством, что частоты ω_1 и ω_2 второй гармоники и излучения лазера на красителе попада-

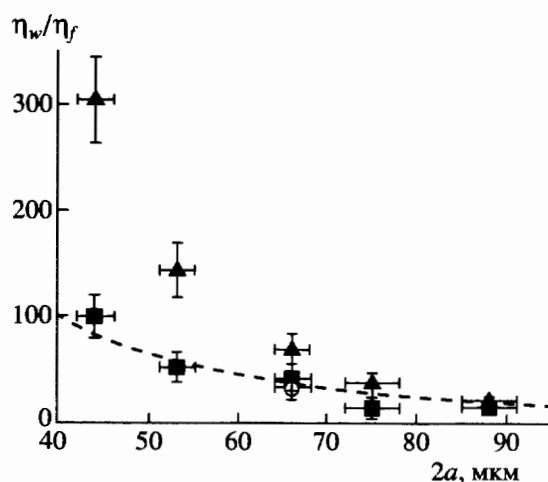


Рис. 7. Зависимость отношения эффективности η_w процесса КАРС на комбинационно-активных колебаниях молекулярного азота в полном планарном волноводе к эффективности η_f процесса КАРС при тех же энергиях волн накачки и тех же условиях фокусировки из атмосферного воздуха в отсутствие волновода от расстояния $2a$ между стенками волновода.

ют в область сильной спектральной связи между основной объемной модой ТМ₂ и одной из высших ТМ-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 ω_1 в 1.2–1.4 раза и групповой скорости волны накачки ω_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 постоянных 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

ТМ-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.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, выполненные в настоящей работе экспериментальные и теоретические исследования указывают на возможность существенного увеличения эффективности четырехволновых взаимодействий в газовой среде в полом 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. Чigareву за помощь при измерении спектра пропускания планарного гофрированного волновода и Д.А. Сидорову-Бирюкову за полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке гранта № 00-15-99304 Президента Российской Федера-

ции, гранта РФФИ № 00-02-17567, гранта Volkswagen Foundation I/76 869, а также грантов CRDF № RP2-2266 и № RP2-2275.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yariv A., Yeh P. *Optical Waves in Crystals*. N.Y.: J. Wiley and Sons, 1987.
2. Bertolotti M., Bowden C.M., Sibilica C. // *Nanoscale Linear and Nonlinear Optics*. N.Y.: Amer. Inst. Phys., 2001.
3. Joannopoulos J., Meade R., Winn J. *Photonic Crystals*. Princeton: Princeton Univ. Press, 1995.
4. Brabec T., Krausz F. // *Rev. Mod. Phys.* 2000. V. 72. P. 545.
5. Zheltikov A.M. // *Nanoscale Linear and Nonlinear Optics*. N.Y.: Amer. Inst. Phys., 2001. C. 259.
6. Knight J.C., Birks T.A., Russell P.St.J., Atkin D.M. // *Opt. Lett.* 1996. V. 21. P. 1547.
7. Knight J.C., Broeng J., Birks T.A., Russell P.St.J. // *Science*. 1998. V. 282. P. 1476.
8. Желтиков А.М. // *УФН*. 2000. Т. 170. С. 1203.
9. Bloembergen N., Sievers A.J. // *Appl. Phys. Lett.* 1970. V. 17. P. 483.
10. Yariv A., Yeh P. // *J. Opt. Soc. Amer. B*. 1977. V. 67. P. 438.
11. Centini M., Sibilica C., Scalora M. // *Phys. Rev. E*. 1999. V. 60. P. 4891.
12. Zheltikov A.M., Tarasishin A.V., Magnitskii S.A. // *J. Exp. Theor. Phys.* 2000. V. 91. P. 298.
13. van der Ziel J.P., Ilegems M., Foy P.W., Mikulyak R.M. // *Appl. Phys. Lett.* 1976. V. 29. P. 775.
14. Fedotov A.B., Naumov A.N., Sidorov-Biryukov D.A. et al. // *Laser Phys.* 2001. V. 11. P. 1009.
15. Fedotov A.B., Naumov A.N., Sidorov-Biryukov D.A. et al. // *J. Opt. Soc. Amer. B*. 2002. V. 19. P. 1162.
16. Nisoli M., De Silvestri S., Svelto O. et al. // *Opt. Lett.* 1997. V. 22. P. 522.
17. Wittman M., Nazarkin A., Korn G. // *Opt. Lett.* 2001. V. 26. P. 298.
18. Rundquist A., Durfee III C.G., Chang Z. et al. // *Science*. 1998. V. 280. P. 1412.
19. Miles R.B., Laufer G., Bjorklund G.C. // *Appl. Phys. Lett.* 1997. V. 30. P. 417.
20. Fedotov A.B., Giammanco F., Naumov A.N. et al. // *Appl. Phys. B*. 2001. V. 72. P. 575.