

ПРЕДЕЛЬНЫЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ВОЛОКНАХ

*А. М. Желтиков**

*Физический факультет, Международный лазерный центр,
Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119899, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 19 февраля 2003 г.

Исследуются пути достижения предельного увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов в микроструктурированных и фотонно-кристаллических волокнах. Указано на существование физического предела увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов в волноводном режиме, связанного с конкуренцией дифракции и удержания излучения в волноводе за счет градиента профиля показателя преломления. Оптимальные значения диаметра сердцевины волокна с предельной для кварцевых волокон разностью показателя преломления лежат в субмикронном диапазоне. Показано, что фактор увеличения эффективности процесса КАРС в полом микроструктурированном волноводе относительно режима жесткой фокусировки характеризуется зависимостью $\lambda^2/\alpha^2 a^4$ от длины волны излучения λ , внутреннего радиуса a и коэффициента потерь α .

PACS: 42.65.Wi, 42.81.Qb

1. ВВЕДЕНИЕ

С появлением микроструктурированных и фотонно-кристаллических волокон [1–10] нелинейная волноводная оптика вступила в новую фазу. Подобные волокна обеспечивают высокую степень локализации электромагнитного излучения в сердцевине волокна [11, 12], кроме того, с их помощью становится возможным управлять спектральным профилем дисперсионных характеристик путем изменения геометрии поперечного сечения волокна [13, 14]. Благодаря этим уникальным свойствам микроструктурированные и фотонно-кристаллические волокна позволяют достигать высоких эффективностей для всех основных нелинейно-оптических явлений при использовании неусиленных фемтосекундных импульсов, открывая новые возможности для преобразования частоты, трансформации спектра и управления параметрами сверхкоротких лазерных импульсов [4, 15]. Увеличение эффективности целого набора нелинейно-оптических процессов, включая фазовую самомодуляцию [12], четырехволновые и параметрические взаимодействия [16–21], вынуж-

денное комбинационное рассеяние [17, 18], формирование солитонов [22], приводит к эффективному формированию излучения с широким непрерывным спектром — суперконтинуума [23, 24]. Генерация суперконтинуума в микроструктурированных волокнах является ключевым звеном фемтосекундных систем для высокоточных измерений [25–29], приводя к смене парадигмы оптической метрологии, а также перспективным методом измерения и управления фазой сверхкоротких импульсов [30, 31]. Это явление находит все более широкое применение в оптике сверхкоротких импульсов [32], спектроскопии [33] и биомедицинской оптике [34]. Вместе с тем, являясь результатом совместного действия и конкуренции многих нелинейно-оптических процессов, генерация суперконтинуума представляет собой антологию основных нелинейно-оптических явлений. Физические сценарии генерации суперконтинуума в микроструктурированных волокнах представляют собой увлекательный предмет фундаментальных исследований в пограничной области нелинейной оптики сверхкоротких импульсов и оптики микро- и наноструктур.

Волокна с оболочкой в виде двумерно-периодической микроструктуры (двумерного фотонно-

*E-mail: zheltikov@top.phys.msu.su

го кристалла) и полой сердцевиной, впервые описанные в работе [35], являются одним из наиболее интересных и перспективных классов микроструктурированных волокон. Фотонная запрещенная зона, возникающая в спектре пропускания двумерной периодической оболочки волокон данного типа, обеспечивает высокий коэффициент отражения для излучения, распространяющегося вдоль полой сердцевины, позволяя реализовать особый режим волноводного распространения [35–37]. Подобный волноводный режим представляет значительный интерес для телекоммуникационных приложений, а также открывает возможность повышения эффективности нелинейно-оптических взаимодействий. Эксперименты [38] продемонстрировали возможность радикального увеличения эффективности вынужденного комбинационного рассеяния в полых фотонно-кристаллических волокнах. Возможность использования подобных волокон для лазерного управления частицами малых размеров была показана в работе [39]. Структура полых фотонно-кристаллических волокон представляется оптимальной для транспортировки лазерного излучения высокой мощности [40], генерации высоких гармоник [41], передачи сверхкоротких лазерных импульсов [35, 37], а также для решения задачи волоконно-оптической доставки излучения в технологических лазерных системах [42].

Ввиду увлекательных перспектив, открывающихся в области нелинейной оптики в связи с использованием микроструктурированных и полых фотонно-кристаллических волокон, представляется необходимым изучить физические факторы, определяющие предельные значения эффективности нелинейно-оптических процессов в таких волокнах, и выработать стратегию оптимизации структуры и параметров микроструктурированных и полых фотонно-кристаллических волокон для обеспечения максимальных эффективностей нелинейно-оптических взаимодействий. Решение этих задач является основной целью настоящей статьи. Мы рассмотрим процессы вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) и когерентного антистоксова рассеяния света (КАРС) в полых фотонно-кристаллических волокнах, исследуем факторы, влияющие на предельные значения эффективности процессов ВКР и КАРС в подобных волокнах, и определим оптимальные длины волокон для этих процессов с учетом волноводных потерь, эффектов группового запаздывания и фазового рассогласования. Будет показано, что микроструктурированные волокна открывают путь к достижению физического предела

увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов в волноводном режиме. Существование этого предела связано с конкуренцией процессов дифракции и удержания излучения в волноводе за счет градиента профиля показателя преломления. Нами будут получены приближенные асимптотические выражения, позволяющие в ряде случаев качественно правильно описать поведение фактора волноводного увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов и с удовлетворительной точностью оценить значения оптимального радиуса сердцевины нелинейного волокна.

2. ФИЗИКА ВОЛНОВОДНОГО УВЕЛИЧЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

В основе волоконной нелинейной оптики лежит идея использования оптических волокон для увеличения длины нелинейно-оптического взаимодействия [43]. Возможность увеличения эффективности широкого класса нелинейно-оптических процессов в оптическом волокне (таких как вынужденное комбинационное рассеяние, фазовая само- и кросс-модуляция) и снижение порога для ряда нелинейных процессов (происходящих, например, с участием вынужденного комбинационного рассеяния) могут быть проиллюстрированы [43] расчетом отношения произведения Il_{eff} , где I — интенсивность излучения, l_{eff} — эффективная длина взаимодействия, в волокне и в режиме жесткой фокусировки. Принимая во внимание, что длина взаимодействия в режиме жесткой фокусировки ограничена длиной области перетяжки, которая в случае гауссова пучка приблизительно равна

$$l_{eff}^f \approx \pi w_0^2 / \lambda,$$

(w_0 — радиус перетяжки сфокусированного пучка, λ — длина волны излучения), получаем следующее хорошо известное [43] выражение для предельного коэффициента увеличения эффективности нелинейно-оптического процесса в волокне с коэффициентом потерь α ($\alpha l \gg 1$, l — длина волокна):

$$\frac{I_f l_{eff}^f}{I_t l_{eff}^t} \approx \frac{\lambda}{\pi w_0^2 \alpha}, \quad (1)$$

где I_f , I_t — интенсивности излучения, вычисленные соответственно для волокна и режима жесткой фокусировки.

Выражение (1) показывает, что увеличение эффективности нелинейно-оптических процессов в волноводах основано на возможности достижения высоких интенсивностей при заданной мощности излучения за счет локализации поля в области сердцевинки волокна с малым радиусом и достижения больших длин взаимодействия в волокнах с малыми потерями ($l_{eff}^f \approx 1/\alpha$). Фактор увеличения эффективности нелинейно-оптического процесса и снижения порога процессов, идущих с участием ВКР, как следует из выражения (1), растет с уменьшением диаметра волновода.

Этот рецепт повышения эффективности нелинейно-оптических процессов, однако, оказывается пригодным лишь до определенных пределов, так как при уменьшении размера сердцевинки волокна возрастает влияние эффектов дифракции, приводящих к уменьшению доли мощности излучения, локализованной в сердцевинке волокна. Получим выражение для коэффициента волноводного увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов с учетом этого фактора. Для этой цели воспользуемся следующим представлением для произведения интенсивности электромагнитного излучения на эффективную длину взаимодействия в оптическом волокне:

$$I_f l_{eff}^f = \int_0^l \frac{P\eta}{\pi a^2} \exp(-\alpha z) dz, \quad (2)$$

где η — часть мощности излучения, локализованная в сердцевинке волокна, a — радиус сердцевинки волокна.

Вычисляя интеграл в выражении (2) и полагая, как и ранее, $\alpha l \gg 1$, получим

$$\xi = \frac{I_f l_{eff}^f}{I_t l_{eff}^t} \approx \frac{\lambda \eta}{\pi a^2 \alpha}. \quad (3)$$

Формула (3) позволяет рассчитать фактор волноводного увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов с учетом распределения мощности излучения между сердцевинкой и оболочкой волокна. В следующих разделах мы воспользуемся этой формулой для определения оптимального радиуса сердцевинки нелинейного волокна и рассмотрим применимость различных асимптотических выражений для оценки оптимальных характеристик нелинейных волокон.

3. РОЛЬ ДИФРАКЦИИ И ФИЗИЧЕСКИЙ ПРЕДЕЛ ВОЛНОВОДНОГО УВЕЛИЧЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

Для вычисления доли мощности, локализованной в волноводной моде HE_{1m} в сердцевинке волокна, воспользуемся следующим выражением, известным из теории оптических волокон [44]:

$$\eta = \frac{\Xi_{co}}{\Xi_{co} + \Xi_{cl}}, \quad (4)$$

где

$$\Xi_{co} = \frac{kn_{co}^2}{\beta J_1^2(u)} \{ a_1 a_3 [J_0^2(u) + J_1^2(u)] + a_2 a_4 [J_2^2(u) + J_1(u)J_3(u)] \}, \quad (5)$$

$$\Xi_{cl} = \frac{kn_{co}^2}{\beta K_1^2(W)} \frac{u^2}{W^2} \{ a_1 a_5 [K_0^2(W) - K_1^2(W)] + a_2 a_6 [K_2^2(W) + K_1(W)K_3(W)] \}, \quad (6)$$

$$a_1 = \frac{F_2 - 1}{2}, \quad a_2 = \frac{F_2 + 1}{2},$$

$$a_3 = \frac{F_1 - 1}{2}, \quad a_4 = \frac{F_1 + 1}{2},$$

$$a_5 = \frac{F_1 - 1 + 2\Delta}{2}, \quad a_6 = \frac{F_1 + 1 - 2\Delta}{2},$$

$$F_1 = (uW)^2 \frac{b_1 + (1 - 2\Delta)b_2}{V^2}, \quad F_2 = \frac{V^2}{(uW)^2(b_1 + b_2)},$$

$$b_1 = \frac{1}{2u} \left[\frac{J_0(u)}{J_1(u)} - \frac{J_2(u)}{J_1(u)} \right],$$

$$b_2 = -\frac{1}{2W} \left[\frac{K_0(W)}{K_1(W)} + \frac{K_2(W)}{K_1(W)} \right], \quad \Delta = \frac{n_{co}^2 - n_{cl}^2}{2n_{co}^2},$$

n_{co} — показатель преломления сердцевинки волокна, n_{cl} — показатель преломления оболочки, u — собственное значение характеристического уравнения для волноводной моды (параметр моды в сердцевинке), $V = ka(n_{co}^2 - n_{cl}^2)^{1/2}$ — волноводный параметр, $k = 2\pi/\lambda$, $\beta = [k^2 n_{co}^2 - (u/a)^2]^{1/2}$ — постоянная распространения волноводной моды, $W = a(\beta^2 - k^2 n_{cl}^2)^{1/2}$ — параметр моды в оболочке, $J_n(x)$ — функции Бесселя первого рода, $K_n(x)$ — модифицированные функции Бесселя второго рода.

Зависимость фактора ξ от a , рассчитанная с использованием выражений (3)–(6), представлена сплошной линией 1 на рис. 1. Максимальные значения ξ достигаются при определенном оптимальном

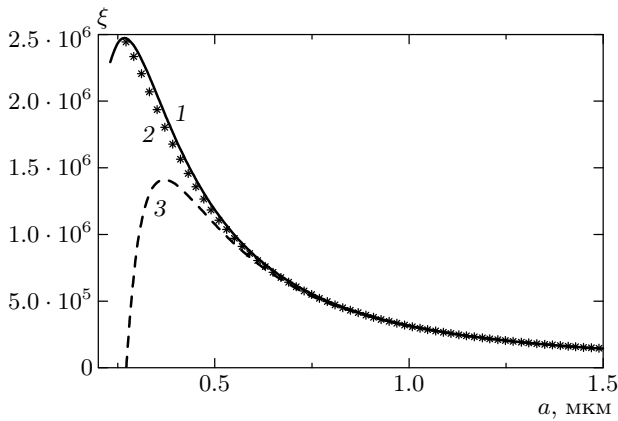


Рис. 1. Зависимость фактора ξ волноводного увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов от радиуса сердцевинки волокна a для волокна с показателем преломления сердцевинки $n_{co} \approx 1.45$ и показателем преломления оболочки $n_{cl} \approx 1$ ($\Delta \approx 0.26$) и излучения с длиной волны 1 мкм, рассчитанная с использованием выражений (3)–(6) (1), приближенной формулы (11) со значениями параметра моды u , найденными путем решения характеристического уравнения (2, звездочки), приближенной формулы (11) в предположении $u \approx 2.4$ (3)

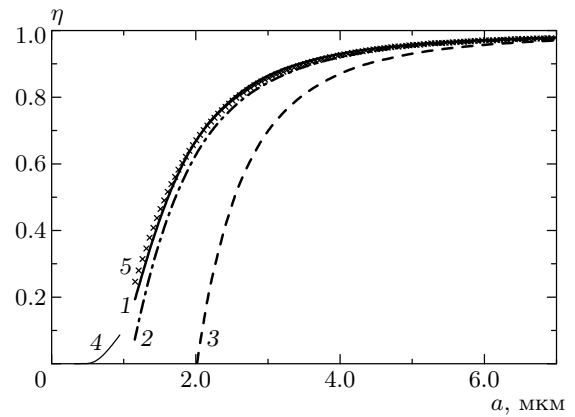


Рис. 2. Зависимость доли η мощности электромагнитного излучения, локализованной в сердцевине слабнонаправляющего ($\Delta \approx 5 \cdot 10^{-3}$) волокна, от радиуса сердцевинки волокна a для излучения с длиной волны 1 мкм, рассчитанная с использованием выражений (4)–(6) (1), приближенной формулы (10) со значениями параметра моды u , найденными путем решения характеристического уравнения (2), приближенной формулы (10) в предположении $u \approx 2.4$ (3), приближенной формулы (9) для режима $V \ll 1$ (4), приближенных формул (10), (15) (5, звездочки)

радиусе сердцевинки a_{opt} . Для фактора ξ , описываемого кривой 1 на рис. 1, $a_{opt} = 0.27$ мкм.

Для понимания физических причин, определяющих поведение фактора волноводного увеличения эффективности нелинейно-оптического процесса как функции радиуса сердцевинки волокна, рассмотрим более подробно предельные случаи $V \gg 1$ и $V \ll 1$, соответствующие волокнам с малым и большим отношением радиуса сердцевинки к длине волны излучения. С физической точки зрения различие между этими предельными случаями заключается в различном соотношении влияния эффектов дифракции и волноводного ограничения светового пучка за счет градиента профиля показателя преломления. Для иллюстрации этого положения введем в качестве меры дифракции характерную угловую ширину пучка θ_d , которая в случае гауссова профиля интенсивности излучения с шириной w_0 определяется хорошо известным выражением [44]:

$$\theta_d = \arctg \left(\frac{\lambda}{\pi n_{co} w_0} \right) \approx \frac{\lambda}{\pi n_{co} a}. \quad (7)$$

Воспользовавшись формулой (7), представим волноводный параметр V в следующем виде [44]:

$$V = \frac{2\theta_c}{\theta_d}, \quad (8)$$

где θ_c — критический угол скольжения:

$$\theta_c = \arcsin \left[(1 - n_{cl}^2/n_{co}^2) \right]^{1/2} \approx (1 - n_{cl}^2/n_{co}^2)^{1/2}.$$

Волноводный параметр V , таким образом, можно рассматривать в качестве меры баланса эффектов дифракции и волноводного ограничения светового пучка. Для волноводов с большим радиусом сердцевинки, таким что $V \gg 1$, дифракция играет незначительную роль и большая часть мощности излучения сконцентрирована в сердцевине (см. рис. 2). В противоположном предельном случае волокон с малым радиусом сердцевинки, таких что $V \ll 1$, дифракция играет существенную роль и значительная часть мощности излучения распространяется в оболочке волокна (рис. 2).

Для основной моды слабнонаправляющего оптического волокна, $\Delta \ll 1$, доля мощности η электромагнитного излучения, локализованного в сердцевине волокна, в предельном случае $V \ll 1$ может быть рассчитана с помощью следующего асимптотического выражения [44]:

$$\eta \approx 1.261 \frac{V^2 + 2}{V^4} \exp \left(-\frac{4}{V^2} \right). \quad (9)$$

Фактор η , как следует из выражения (9), быстро

стремится к нулю при $V \rightarrow 0$ вследствие увеличения влияния эффектов дифракции (кривая 5 на рис. 2).

Для больших значений параметра V имеется следующее приближенное выражение для доли мощности излучения, локализованного в основной волноводной моде в сердцевине слабонаправляющего оптического волокна [44]:

$$\eta \approx 1 - \frac{u^2}{V^3}. \quad (10)$$

Для значений волноводного параметра $V \geq 3$ фактор η , рассчитанный по формуле (10) (кривая 3 на рис. 2), с высокой точностью совпадает с результатом вычислений, выполненных с помощью выражений (4)–(6) (кривая 1 на рис. 2). При увеличении радиуса сердцевины фактор η в этом режиме, как видно из выражения (10) и рис. 2, стремится к единице. Это связано с уменьшением роли дифракции по сравнению с волноводным ограничением пучка за счет градиента профиля показателя преломления.

4. АСИМПТОТИЧЕСКИЕ ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ ФАКТОРА ВОЛНОВОДНОГО УВЕЛИЧЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ И ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ

Воспользуемся приближением (10) для оценки фактора увеличения эффективности нелинейно-оптических взаимодействий. Подставляя выражение (10) в формулу (3), получим

$$\xi \approx \frac{\lambda}{\pi a^2 \alpha} \left(1 - \frac{u^2}{V^3} \right). \quad (11)$$

Применимость оценки (11) требует дополнительного анализа, так как эта формула получена с использованием асимптотических выражений для режима $V \gg 1$. Подобный подход является внутренне противоречивым, поскольку само существование физического предела для фактора ξ и оптимального радиуса сердцевины волокна обусловлено эффектами дифракции, которые в режиме $V \gg 1$ пренебрежимо малы (см. выражение (8)). Фактор волноводного увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов, рассчитанный с использованием выражения (11), представлен кривой 2 (звездочки) на рис. 1. Сравнение результатов приближенных расчетов с результатами вычислений, выполненных по формулам (4)–(6) (кривая 1 на рис. 1), показывает, что выражение (11) достаточно точно описывает поведение фактора ξ для больших значений

радиуса сердцевины, т. е. в режиме слабой дифракции. Оценка оптимального радиуса сердцевины волокна ($a_{opt} \approx 0.24$ мкм; кривая 2 на рис. 1), полученная с использованием выражения (11), также достаточно хорошо согласуется со значением оптимального радиуса, полученным с помощью формул (4)–(6) ($a_{opt} \approx 0.27$ мкм; кривая 1 на рис. 1).

Использование выражений (10), (11) подразумевает решение характеристического уравнения для волноводной моды с целью нахождения параметра моды u . Исследуем точность упрощенной процедуры получения оценок, основанной на использовании в выражении (11) предельных значений параметра волноводной моды, соответствующих большому V . Положив $u \approx 2.4$ в случае основной волноводной моды, дифференцируя выражение (11) по a , приравняв результат нулю и решая получающееся в результате этой процедуры уравнение, находим оптимальное значение радиуса сердцевины волокна, обеспечивающее максимальное увеличение эффективности нелинейно-оптических процессов в волноводном режиме:

$$a_{opt} = \left(\frac{5}{2} \kappa \right)^{1/3} \lambda, \quad (12)$$

где

$$\kappa = \frac{u^2}{(2\pi)^3 (n_{co}^2 - n_{cl}^2)^{3/2}}.$$

Положив $n_{co} \approx 1.45$, $n_{cl} \approx 1$, получаем следующую оценку для оптимального радиуса сердцевины: $a_{opt} \approx 0.37\lambda$. Вследствие приближения $u \approx 2.4$ точность формулы (12) ниже точности выражений (10), (11). Зависимость фактора ξ от радиуса сердцевины волокна, рассчитанная с использованием формулы (11) в приближении $u \approx 2.4$ для излучения с длиной волны, равной 1 мкм, и указанных выше значений показателей преломления сердцевины и оболочки, представлена кривой 3 на рис. 1. Оценки для оптимального радиуса сердцевины волокна и максимального фактора волноводного увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов, получаемые с помощью выражения (12), верны лишь по порядку величины (кривая 3 на рис. 1). Оценка для максимального значения фактора ξ при этом оказывается систематически завышенной, так как в формуле (11) вместо реального (зависящего от V) параметра моды u используется его предельное значение на верхней границе. Максимальное значение фактора ξ на зависимости, представленной кривой 3 на рис. 1, достигается при значении радиуса сердцевины, удовлетворяющем уравнению (12), $a_{opt} \approx 0.37$ мкм. Правильная по порядку величины,

эта оценка в количественном выражении заметно отличается от результата, получаемого с использованием выражений (3)–(6).

Основным преимуществом оценки (12) является ее простота и возможность качественного понимания влияния волноводных параметров на значение оптимального радиуса сердцевинки и максимальную величину фактора ξ . Фактор волноводного увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов в этом приближении может быть представлен в следующем виде:

$$\xi = \frac{4\pi}{\alpha\lambda}(n_{co}^2 - n_{cl}^2)\psi(V), \quad (13)$$

где

$$\psi(V) = \frac{1}{V^2} \left(1 - \frac{u^2}{V^3}\right). \quad (14)$$

При использовании в качестве оценки параметра моды u его предельного значения на верхней границе ($u \approx 2.4$ для основной моды) функция $\psi(V)$ зависит только от типа волноводной моды и достигает своего максимального значения при $V_{opt} = (5/2)^{1/3}u^{2/3}$. Из выражения (13) следует, в частности, что уменьшения оптимального радиуса сердцевинки и, следовательно (ввиду выражения (3)), увеличения максимальной эффективности нелинейно-оптических процессов в волноводном режиме можно достичь путем увеличения разности показателей преломления сердцевинки и оболочки (параметра Δ).

На рис. 3 представлены зависимости фактора ξ от радиуса сердцевинки волокна для слабнонаправляющих волокон с параметром $\Delta \approx 5 \cdot 10^{-3}$. Максимальное значение фактора ξ для излучения с длиной волны 1 мкм достигается в этом случае при радиусе сердцевинки, равном 1.5 мкм (кривая 1 на рис. 3). Значение фактора ξ при этом почти в 40 раз ниже, чем в случае волокна с предельным для кварцевых структур значением разности показателей преломления ($\Delta \approx 0.26$, рис. 1). Приближенное выражение (11) в случае слабнонаправляющих волокон также позволяет достаточно точно оценить значение оптимального радиуса волокна и максимальные величины фактора ξ (кривая 2 на рис. 3). Формула (11), в которой параметр моды u заменяется его предельным значением на верхней границе, $u \approx 2.4$, позволяет оценить эти параметры лишь по порядку величины (кривая 3 на рис. 3), однако качественно правильно предсказывает уменьшение максимального значения фактора ξ для меньших значений разности показателей преломления. Разность квадратов показателей преломления $n_{co}^2 - n_{cl}^2$, входящая в формулу

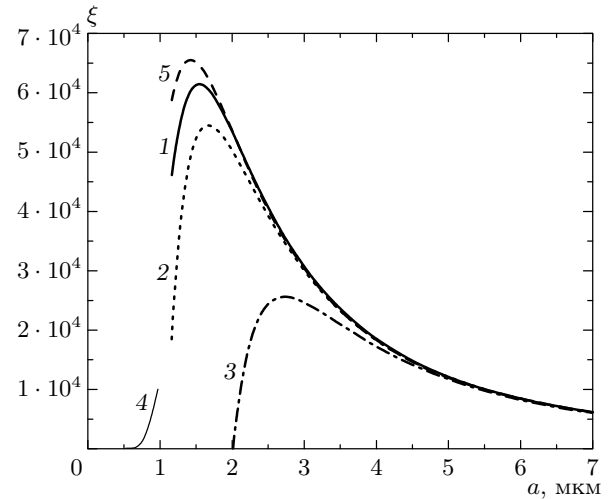


Рис. 3. Зависимость фактора ξ волноводного увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов от радиуса сердцевинки волокна a для излучения с длиной волны 1 мкм в слабнонаправляющем ($\Delta \approx 5 \cdot 10^{-3}$) волокне, рассчитанная с использованием выражений (3)–(6) (1), приближенной формулы (11) со значениями параметра моды u , найденными путем решения характеристического уравнения (2), приближенной формулы (11) в предположении $u \approx 2.4$ (3), приближенной формулы (9) для режима $V \ll 1$ (4), приближенных формул (11), (15) (5)

(13), для зависимостей, представленных на рис. 1, примерно в 50 раз больше, чем величина $n_{co}^2 - n_{cl}^2$ для рис. 3. При этом значение фактора ξ , рассчитанное по точным формулам (3)–(6), изменяется примерно в 40 раз (ср. кривые 1 на рис. 1 и 3). На практике максимальные значения параметра Δ достигаются для перетянутых волокон [45, 46] и микроструктурированных волокон с высокими факторами заполнения оболочки воздухом [12, 20, 47–49]. Волокна этого типа, таким образом, открывают возможность достижения физического предела волноводного увеличения эффективности нелинейно-оптических взаимодействий.

Использование в выражениях (11), (13), (14) величины параметра моды, соответствующей его предельному значению на верхней границе, как следует из выполненного выше анализа, не позволяет достичь высокой точности оценки факторов η и ξ . Точность приближения (13), (14) в ряде случаев удастся повысить при использовании следующего асимптотического представления для параметра u основной моды [44]:

$$u \approx 2.405 \exp\left(-\frac{1+\Delta}{V}\right). \quad (15)$$

Формулы (13), (14) в сочетании с асимптотической (15) дают хорошие результаты при расчете доли мощности, локализованной в сердцевине волокна (кривая 5 на рис. 2), и фактора ξ волноводного увеличения эффективности нелинейно-оптического процесса (кривая 5 на рис. 3), позволяя с удовлетворительной точностью рассчитать оптимальные значения радиуса сердцевины волокна и максимальные значения фактора ξ . При увеличении параметра Δ , однако, происходит нарастание ошибки оценки фактора η на основе выражений (10), (15) в промежуточном диапазоне значений параметра V , соответствующих максимальным значениям волноводного увеличения эффективности нелинейных процессов. Точность оценки оптимального значения радиуса сердцевины и максимального значения фактора ξ при этом снижается.

5. ВКР И КАРС В СОБСТВЕННЫХ МОДАХ ПОЛЫХ ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ВОЛОКОН

В настоящем разделе мы рассмотрим возможности повышения эффективности нелинейно-оптических процессов типа ВКР и КАРС, связанные с использованием полых микроструктурированных и фотонно-кристаллических волокон. Подобные волноводы широко используются [50] для формирования сверхкоротких импульсов за счет эффектов фазовой само- и кросс-модуляции на керровской нелинейности [51–53] и вынужденного комбинационного рассеяния [54], а также для генерации оптических гармоник высоких порядков [55–58] и повышения чувствительности методов четырехфотонной спектроскопии газовых сред [59–61].

В полых волноводах показатель преломления сердцевины n_{co} ниже показателя преломления оболочки $n_{cl} = \sqrt{\epsilon_{cl}}$. Поэтому постоянные распространения мод полых волноводов

$$\beta = \sqrt{k_{co}^2 - (u_n/a)^2} = \sqrt{k_{cl}^2 - (W_n/a)^2}$$

(где $k_{co} = n_{co}\omega/c$, $k_{cl} = n_{cl}\omega/c$, u_n — собственное значение характеристического уравнения для волноводной моды с системой модовых индексов n , W_n — поперечное волновое число моды оболочки волокна) имеют отличные от нуля мнимые составляющие, и распространение света в подобных волноводах сопровождается потерями излучения. Для мод EH_{mn}

полого волновода с внутренним радиусом a и показателем преломления газа, заполняющего полую сердцевину, $n_{co} \approx 1$ коэффициент затухания интенсивности излучения определяется следующим выражением [62, 63]:

$$\alpha = \left(\frac{u_{mn}}{2\pi}\right)^2 \frac{\lambda^2}{a^3} \frac{n^2 + 1}{\sqrt{n^2 - 1}}, \quad (16)$$

где $n = n_{cl}$.

Подобное поведение коэффициента потерь накладывает ограничения на уменьшение радиуса волновода в нелинейно-оптических экспериментах. Используя выражение (16), получаем, что коэффициент затухания основной моды полого волновода с кварцевой оболочкой и внутренним радиусом 7 мкм для излучения с длиной волны 1 мкм превышает 6.5 см^{-1} , что делает подобное волокно непригодным для практических приложений.

Для качественной иллюстрации идеи уменьшения потерь в полом волноводе с микроструктурированной периодической оболочкой по сравнению с полым волноводом со сплошной оболочкой воспользуемся хорошо известным результатом анализа распространения излучения в планарном волноводе с периодической оболочкой [64]. Уменьшение коэффициента оптических потерь в полом волноводе с фотонно-кристаллической оболочкой относительно потерь в полом волноводе со сплошной оболочкой характеризуется отношением логарифмов коэффициентов отражения от стенки полого волновода и от периодической структуры. Вблизи центра фотонной запрещенной зоны в спектре отражения периодической структуры оболочки волновода с достаточно большим числом слоев N увеличение числа периодов модуляции показателя преломления оболочки полого волновода позволяет достичь экспоненциального уменьшения коэффициента оптических потерь в полом волноводе с периодической оболочкой α_{PBG} по сравнению с коэффициентом оптических потерь полого волновода со сплошной оболочкой α_h ,

$$\frac{\alpha_{PBG}}{\alpha_h} \propto a \exp(-2|\kappa|Nd),$$

где κ — коэффициент связи прямой и обратной волн в периодической структуре, d — размер периода модуляции показателя преломления в оболочке. Таким образом, полые волноводы с периодической оболочкой позволяют существенно снизить оптические потери, характерные для мод полых волноводов.

Структура полых фотонно-кристаллических волокон представляется оптимальной для реализации эффективных волноводных режимов

вынужденного комбинационного рассеяния и когерентного антистоксова рассеяния света. Спектры пропускания полых фотонно-кристаллических волокон характеризуются наличием изолированных максимумов [35, 37], позволяющих рассчитывать на достижение высоких эффективностей нелинейно-оптических взаимодействий спектрально разделенных оптических сигналов, частоты которых попадают в область минимальных потерь полого фотонно-кристаллического волокна. Процессы вынужденного комбинационного рассеяния и когерентного антистоксова рассеяния света принадлежат этому классу нелинейно-оптических взаимодействий. В следующих разделах мы рассмотрим пути оптимизации параметров полых фотонно-кристаллических волокон для достижения максимальных эффективностей процессов ВКР и КАРС.

6. ВЫНУЖДЕННОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ

6.1. Влияние волноводных потерь и оптимальная длина

Для оценки влияния волноводных потерь на процесс ВКР в полом волноводе со сплошной либо фотонно-кристаллической оболочкой длиной l воспользуемся решением уравнения для интенсивности стоксова сигнала стационарного ВКР в пренебрежении эффектами истощения накачки [43]:

$$I_s(l) = I_s(0) \exp(gI_0 l_{eff} - \alpha_s l), \quad (17)$$

где g — коэффициент усиления ВКР, I_0 — начальная интенсивность сигнала накачки, α_p , α_s — коэффициенты потерь на частоте накачки и стоксова сигнала,

$$l_{eff} = \frac{1}{\alpha_p} [1 - \exp(-\alpha_p l)] \quad (18)$$

— эффективная длина взаимодействия.

Интенсивность сигнала ВКР, как следует из выражений (17) и (18), определяется коэффициентом усиления ВКР, интенсивностью излучения накачки и коэффициентами потерь на частотах излучения накачки и стоксова сигнала. Использование полых фотонно-кристаллических волокон с радиусом сердцевины порядка 13–15 мкм [35, 37] позволяет достичь интенсивностей излучения накачки порядка $5 \cdot 10^{10}$ – $5 \cdot 10^{12}$ Вт/см² при использовании импульсов длительностью 100 фс и энергией на уровне 0.01–1 мкДж. На рис. 4 представлены зависимости интенсивности стоксова сигнала от длины волокна и коэффициентов потерь

на частотах излучения накачки (рис. 4а) и стоксова сигнала (рис. 4б), характерных для полых фотонно-кристаллических волноводов с радиусом сердцевины порядка 13–15 мкм. Расчеты выполнялись в предположении, что $gI_0 = 0.3$. Подобные значения фактора gI_0 могут быть достигнуты при использовании молекулярного водорода ($b^2 = [\text{Sp}(\partial\alpha_{ij}/\partial Q)/3]^2 \approx 4 \cdot 10^{-34}$ см⁴, $\partial\alpha_{ij}/\partial Q$ — производная электронной поляризуемости молекул по обобщенной координате Q , описывающей ядерную конфигурацию) или азота ($b^2 \approx 1.6 \cdot 10^{-33}$ см⁴) при атмосферном давлении и приведенных выше интенсивностях лазерного излучения.

Нарастание стоксова сигнала, как видно из выражений (17), (18) и рис. 4б, происходит лишь при условии $gI_0 > \alpha_p$. В противном случае волноводные потери приводят к экспоненциальному затуханию антистоксова сигнала. При малых l , таких что $\alpha_p l$, $\alpha_s l$, $gI_0 l \ll 1$, интенсивность стоксова сигнала растет линейно с увеличением l (рис. 4, 5). Для значений l , много больших длины затухания излучения накачки, $\alpha_p l \gg 1$, волноводные потери приводят к значительному ослаблению излучения накачки, при этом интенсивность стоксова сигнала экспоненциально уменьшается как функция l с характерным пространственным масштабом, равным длине затухания стоксова сигнала (рис. 4, 5). Процесс ВКР в волокне с потерями, таким образом, характеризуется наличием оптимальной длины волокна l_{opt}^{SRS} , обеспечивающей максимальную эффективность генерации стоксовой компоненты (см. рис. 4, 5). Воспользовавшись формулами (17) и (18), получим следующее выражение для оптимальной длины волокна l_{opt}^{SRS} (при $gI_0 > \alpha_p$):

$$l_{opt}^{SRS} = \frac{1}{\alpha_p} \ln \left(\frac{gI_0}{\alpha_s} \right). \quad (19)$$

Подставляя оптимальное значение длины волновода в выражение (17), найдем максимальное значение интегрального коэффициента усиления ВКР в полом волноводе:

$$G = \frac{gI_0}{\alpha_p} - \frac{\alpha_s}{\alpha_p} \left[1 + \ln \left(\frac{gI_0}{\alpha_s} \right) \right]. \quad (20)$$

В случае $gI_0 \gg \alpha_s$, α_p второе слагаемое в выражении (20) мало по сравнению с первым. Максимальное увеличение интегрального коэффициента усиления ВКР в полом волноводе относительно интегрального коэффициента усиления ВКР в режиме

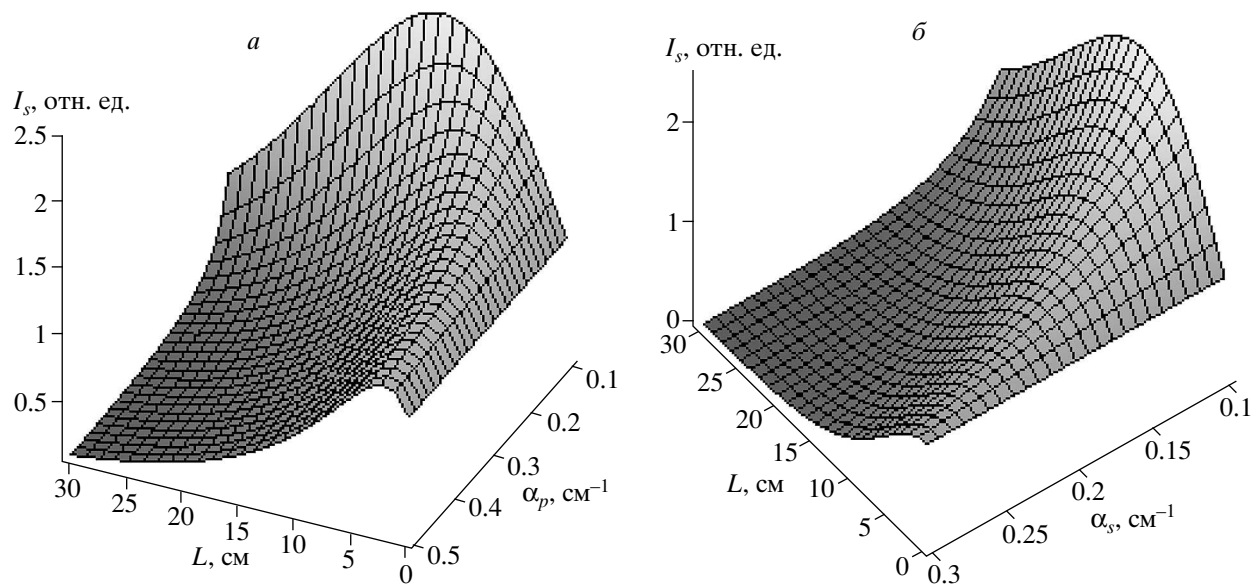


Рис. 4. Зависимость интенсивности сигнала ВКР от длины волокна L и коэффициентов затухания излучения накачки (а) и стоксова сигнала (б) при $gI_0 = 0.3 \text{ см}^{-1}$; $\alpha_s = 0.1 \text{ см}^{-1}$ (а), $\alpha_p = 0.1 \text{ см}^{-1}$ (б)

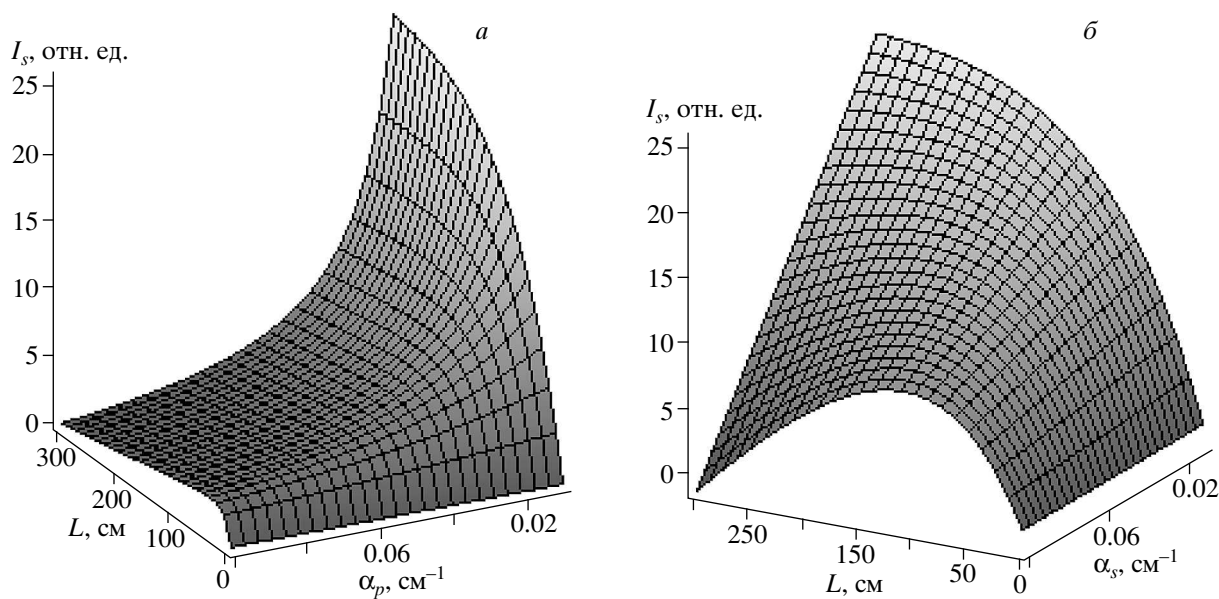


Рис. 5. Зависимость интенсивности сигнала ВКР от длины волокна L и коэффициентов затухания излучения накачки (а) и стоксова сигнала (б) при $gI_0 = 0.3 \text{ см}^{-1}$; $\alpha_s = 0.01 \text{ см}^{-1}$ (а), $\alpha_p = 0.01 \text{ см}^{-1}$ (б)

жесткой фокусировки при этом определяется следующим выражением:

$$\zeta = \frac{\lambda}{\pi a^2 \alpha_p} \tag{21}$$

Сравнивая выражения (3) и (21), находим, что

верхний предел увеличения интегрального коэффициента усиления ВКР, полученный с использованием выражений (17)–(20), описывающих стационарный режим ВКР, совпадает с оценкой на увеличение эффективности нелинейно-оптических процессов (выражение (3)), полученной на основе самых

общих физических соображений. Как следует из выражения (21), полые фотонно-кристаллические и микроструктурированные волокна даже небольшой длины позволяют достичь существенных увеличений процесса ВКР (см. рис. 4, 5). Существенное снижение порога процесса ВКР в полых микроструктурированных волокнах наблюдалось в работе [38]. В разд. 7 мы покажем, что подобные волноводы позволяют достичь еще более значительного увеличения эффективности генерации нелинейно-оптического сигнала в случае когерентного антистоксова рассеяния света.

6.2. Эффекты группового запаздывания и дисперсии групповой скорости

Эффекты группового запаздывания ограничивают длину нелинейно-оптического взаимодействия, приводя к разбеганию импульсов накачки и стоксова сигнала на характерной длине

$$l_w = \frac{\tau}{|v_p^{-1} - v_s^{-1}|},$$

где v_p и v_s — соответственно групповые скорости импульса накачки и стоксова импульса, τ — длительность импульса накачки. Дисперсия групповой скорости приводит к расплыванию коротких импульсов на характерной длине $l_d = \tau^2/|\beta_2|$. С учетом этих эффектов эффективная длина взаимодействия импульса накачки и стоксова импульса должна быть переопределена следующим образом:

$$L_{eff} = \min(l_{eff}, l_w, l_d).$$

Влияние расстройки групповых скоростей и дисперсии групповой скорости в волноводном режиме ВКР может быть уменьшено при соответствующем выборе параметров волновода и газа за счет использования волноводной составляющей дисперсии [65]. С физической точки зрения эта возможность связана с тем обстоятельством, что групповая скорость светового импульса в наполненном газом полом волноводе (сплошная линия на рис. 4а), определяемая выражением

$$v^{pq} = \left(\frac{\partial K^{pq}}{\partial \omega} \right)^{-1}, \quad (22)$$

где K^{pq} — постоянная распространения, соответствующая собственной моде полого волновода с индексами p и q , отличается от групповой скорости им-

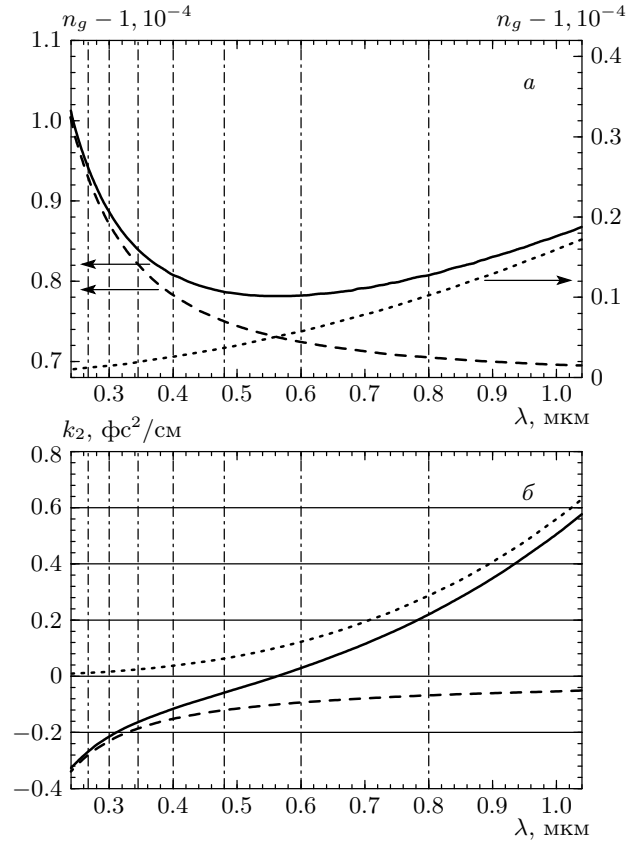


Рис. 6. Зависимости группового индекса $n_g = c/v_g$ (а) и дисперсии групповой скорости (б) от длины волны для молекулярного водорода (штриховые линии), волноводной моды EH₁₁ (пунктирные линии), моды EH₁₁ (сплошные линии) наполненного молекулярным водородом полого волновода. Давление газа составляет 0.5 атм, внутренний радиус волновода равен 68 мкм

пульса в этом же газе в отсутствие волновода (штриховая линия на рис. 6а),

$$v = \left(\frac{\partial k}{\partial \omega} \right)^{-1} = \frac{c}{n \left(1 + \frac{\omega}{n} \frac{\partial n}{\partial \omega} \right)}, \quad (23)$$

где $k = n\omega/c$, n — показатель преломления газа. Это различие связано с отличием волнового числа k в свободном газе от постоянной распространения для собственной моды полого волновода, которая определяется выражением

$$K^{pq} = (k^2 - h_{pq}^2)^{1/2},$$

где величина h_{pq} находится из характеристического уравнения для собственной моды волновода.

В частности, воспользовавшись известными выражениями для постоянных распространения собственных мод полых волноводов [62], получаем следующую формулу для групповой скорости светового импульса с поперечным распределением поля, соответствующим моде EH_{1m} полого волновода:

$$v_m = v_0 \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{u_m c}{a \omega n} \right)^2 \right], \quad (24)$$

где

$$v_0 = \frac{c}{n \left[1 + \frac{\omega}{n} \frac{\partial n}{\partial \omega} \Big|_{\omega_l} \right]}$$

— групповая скорость в свободном газе.

Расстройка групповых скоростей, таким образом, может быть представлена в виде суммы двух составляющих:

$$\Delta K_m = \Delta K_0 + \Delta K_m^w, \quad (25)$$

где ΔK_0 , ΔK_m^w — компоненты групповой расстройки соответственно за счет дисперсии газа и волновода.

Волноводная составляющая групповой расстройки, как видно из выражения (24), уменьшается обратно пропорционально квадрату внутреннего радиуса волновода,

$$\Delta K_m^w \propto a^{-2}.$$

Физически данное обстоятельство означает возможность более эффективной компенсации групповых расстройек в полых волноводах с меньшими внутренними радиусами. Зависимости группового индекса и дисперсии групповой скорости от длины волны для молекулярного водорода при давлении 0.5 атм представлены штриховыми линиями соответственно на рис. 6а и 6б. Пунктирными линиями на тех же рисунках приведены зависимости группового индекса и дисперсии групповой скорости от длины волны для мод EH_{11} полого волновода с внутренним радиусом 68 мкм. Результирующие зависимости группового индекса и дисперсии групповой скорости от длины волны с учетом волноводной дисперсии показаны сплошными линиями. Как видно из приведенных зависимостей, при правильном выборе параметров волновода волноводная составляющая дисперсии уменьшает групповую задержку и дисперсию групповых скоростей импульса накачки и стоксова сигнала. В частности, для определенной длины волны (560 нм на рис. 6б) удается добиться полной компенсации материальной и волноводной составляющих дисперсии групповой скорости. При этих условиях возникает точка нулевой дисперсии групповой

скорости, которая отсутствует на профиле дисперсии групповой скорости газа (штриховая линия на рис. 6б). Длина волны, при которой дисперсия групповой скорости обращается в нуль, может быть найдена путем двукратного дифференцирования выражения для постоянных распространения волноводных мод. Эта процедура приводит к следующему приближенному выражению:

$$k_2 = v_0^{-2} \left(\frac{\lambda}{2\pi n} \right)^3 \left(\frac{u_m}{a} \right)^2, \quad (26)$$

где k_2 — материальная составляющая дисперсии групповой скорости.

Как следует из выражения (26), длина волны, соответствующая нулевой дисперсии групповой скорости, может перестраиваться путем выбора внутреннего радиуса волновода и типа волноводной моды, а также изменением давления и сорта газа, заполняющего волновод. При изменении длины волны и внутреннего радиуса волновода волноводная составляющая дисперсии групповой скорости масштабируется как λ^3/a^2 .

7. КОГЕРЕНТНОЕ АНТИСТОКСОВО РАССЕЙЯНИЕ СВЕТА

Когерентное антистоксово рассеяние света [66–71] — один из наиболее удобных, эффективных и практичных методов нелинейной когерентной спектроскопии. Использование волноводных режимов КАРС [59, 72–75] позволяет существенно повысить чувствительность и расширить область применимости этой спектроскопической техники. В частности, еще в 70-х годах были выполнены первые эксперименты [59], продемонстрировавшие увеличение эффективности процесса КАРС в наполненных газом полых волноводах и открывшие нелинейно-оптическую главу в истории полых волноводов.

Аналогично случаю вынужденного комбинационного рассеяния увеличение эффективности генерации сигнала КАРС в полых волноводах достигается за счет локализации электромагнитного излучения в сердцевине волокна малого размера и возможности достижения больших длин взаимодействия. Ниже будет показано, что увеличение эффективности нелинейно-оптического взаимодействия в случае процесса КАРС в полых микроструктурированных волноводах с малым внутренним радиусом может существенно превосходить аналогичный выигрыш, достижимый для процесса ВКР. Мы докажем теорему, согласно которой увеличение эффективности процесса

КАРС в волноводном режиме относительно режима жесткой фокусировки определяется фактором, пропорциональным $\lambda^2/\alpha^2 a^4$, что позволяет достигать существенно более высоких значений выигрыша в эффективности процесса КАРС для полых микроструктурированных волноводов с малыми внутренними радиусами.

Для вычисления отношения эффективностей процесса КАРС $\omega_s = \omega_0 + \omega_1 - \omega_2$ в волноводном режиме и режиме жесткой фокусировки воспользуемся следующим выражением для мощности сигнала КАРС [76]:

$$P_{CARC} = 1.755 \cdot 10^{-5} \frac{\omega_s^4 k_0 k_1 k_2}{c^4 k_s^2 k'} D^2 \left| \chi_{eff}^{(3)} \right|^2 P_0 P_1 P_2 F_2, \quad (27)$$

где k_0, k_1, k_2, k_s — волновые числа (постоянные распространения для волноводного режима) полей с частотами $\omega_0, \omega_1, \omega_2, \omega_s$ соответственно; P_0, P_1, P_2 — мощности полей с частотами $\omega_0, \omega_1, \omega_2$, соответственно; $\chi_{eff}^{(3)}$ — комбинация составляющих тензора кубической нелинейно-оптической восприимчивости, соответствующая набору векторов поляризации полей накачки и сигнала; D — фактор, учитывающий согласно [77] частотное вырождение четырехволнового процесса;

$$F_2 = \frac{2k'}{\pi b} \int_0^\infty 2\pi R dR \times \left| \int_{-\zeta}^{\xi} d\xi' \frac{\exp\left(\frac{ib\Delta k \xi'}{2}\right)}{(1+i\xi')(k''-ik'\xi')H} \exp\left(-\frac{R^2}{bH}\right) \right|^2 \quad (28)$$

— интеграл фазового синхронизма,

$$\Delta k = k_s - (k_0 + k_1 - k_2), \quad k' = k_0 + k_1 - k_2, \\ k'' = k_0 + k_1 + k_2, \\ \xi = \frac{2(z-f)}{b}, \quad \zeta = \frac{2f}{b},$$

$b = n_j \omega_j w_0^2 / c$ — конфокальный параметр, w_0 — радиус перетяжки пучка,

$$H = \frac{(1+\xi')^2}{k''-ik'\xi'} - i \frac{\xi'-\xi}{k'}. \quad (29)$$

В предельном случае жесткой фокусировки, когда конфокальный параметр b и длина нелинейной среды l удовлетворяют соотношению $b \ll l$, уменьшение радиуса перетяжки не приводит к дальнейшему увеличению мощности сигнала КАРС из-за соответствующего уменьшения длины взаимодействия.

С математической точки зрения этот хорошо известный результат теории КАРС выражается в том, что в пределе жесткой фокусировки интеграл фазового согласования стремится к следующему предельному значению [76]:

$$F_2 = 4\pi^2 \frac{\exp[-(k''/k')|\Delta k|b]}{(1+k''/k')^2}. \quad (30)$$

При малых фазовых расстройках, $\Delta kl \ll \pi$, имеем

$$F_2 = \frac{4\pi^2}{(1+k''/k')^2}. \quad (31)$$

В случае слабо сфокусированных световых пучков, $b \gg l$, и слабого поглощения интеграл фазового согласования приводится к виду [76]:

$$F_2 = \frac{k'}{k''} \frac{4l^2}{b^2} \frac{\sin^2(\Delta kl/2)}{(\Delta kl/2)^2}. \quad (32)$$

В случае малых фазовых расстрой, выражение (32) дает

$$F_2 = \frac{k'}{k''} \frac{4l^2}{b^2}. \quad (33)$$

Увеличение эффективности процесса КАРС в режиме волноводного распространения в полном волноводе с внутренним радиусом a и длиной l относительно режима жесткой фокусировки в случае фазового согласования, как следует из выражений (32), (33) (см. также [59, 60, 76]), пропорционально $\lambda^2 l^2 / a^4$ (с точностью до интеграла перекрытия поперечных профилей полей взаимодействующих волноводных мод [72]). Ключевым фактором, ограничивающим увеличение эффективности процесса КАРС в полых волноводах со сплошной оболочкой, экспериментально продемонстрированное в работах [59–61], являются волноводные потери, характеризующиеся коэффициентом затухания, растущим как λ^2/a^3 при уменьшении внутреннего радиуса волновода a [62]. Фактор, описывающий влияние оптических потерь и фазового рассогласования на эффективность процесса КАРС в режиме слабой фокусировки, может быть представлен в следующем виде [67]:

$$M \propto \exp[-(\Delta\alpha + \alpha_4)l] \times \left[\frac{\text{sh}^2(\Delta\alpha l/2) + \sin^2(\Delta kl/2)}{(\Delta\alpha l/2)^2 + (\Delta kl/2)^2} \right] l^2, \quad (34)$$

где $\Delta\alpha = (\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 - \alpha_4)/2$, $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4$ — коэффициенты затухания излучения на длинах волн $\omega_0, \omega_1, \omega_2, \omega_s$ соответственно.

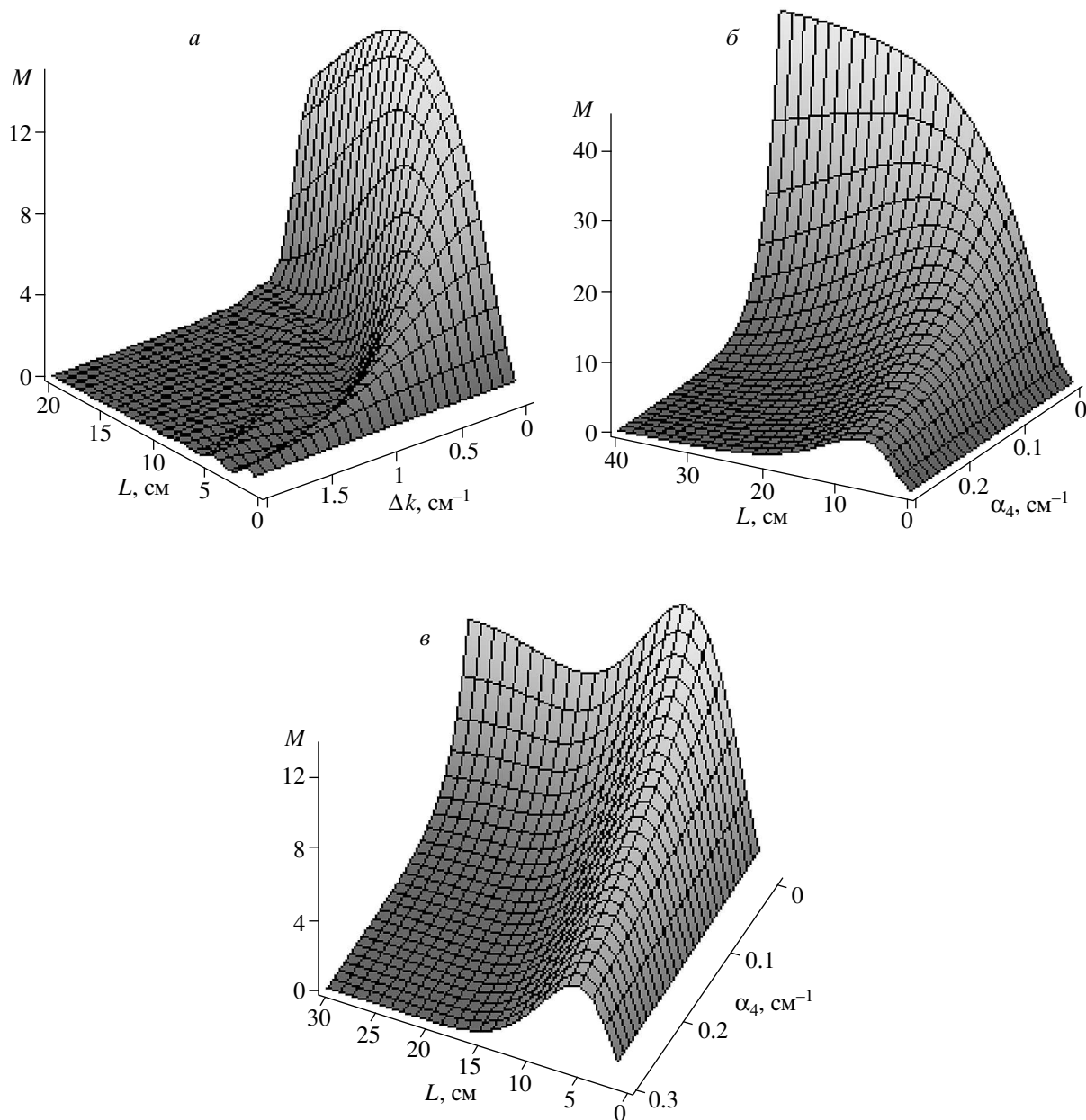


Рис. 7. Зависимость фактора M , учитывающего влияние эффектов распространения на процесс КАРС, от длины волокна L и фазовой расстройки (*а*), коэффициента затухания α_4 (*б*, *в*) при $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \alpha_4 = 0.1 \text{ см}^{-1}$ (*а*); $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = 0.1 \text{ см}^{-1}$, $\Delta\beta = 0$ (*б*); $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = 0.1 \text{ см}^{-1}$, $\Delta\beta = 0.3 \text{ см}^{-1}$ (*в*)

Как следует из выражения (34), процесс КАРС в волокне с потерями характеризуется наличием оптимальной длины волокна l_{opt}^{CARS} (рис. 7, 8), обеспечивающей максимальную эффективность генерации антистоксова сигнала:

$$l_{opt}^{CARS} = \frac{1}{\Delta\alpha} \ln \left(\frac{\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3}{\alpha_4} \right). \quad (35)$$

Для случая $\alpha_1 \approx \alpha_2 \approx \alpha_3 \approx \alpha_4 = \alpha$ имеем

$$l_{opt}^{CARS} = \frac{\ln 3}{\alpha}. \quad (36)$$

Полагая выполненным условие оптимального согласования радиуса перетяжки пучка и внутреннего радиуса полого волновода ($w_0 = 0.73a$ [62]) и подставляя выражение (36) для оптимальной длины

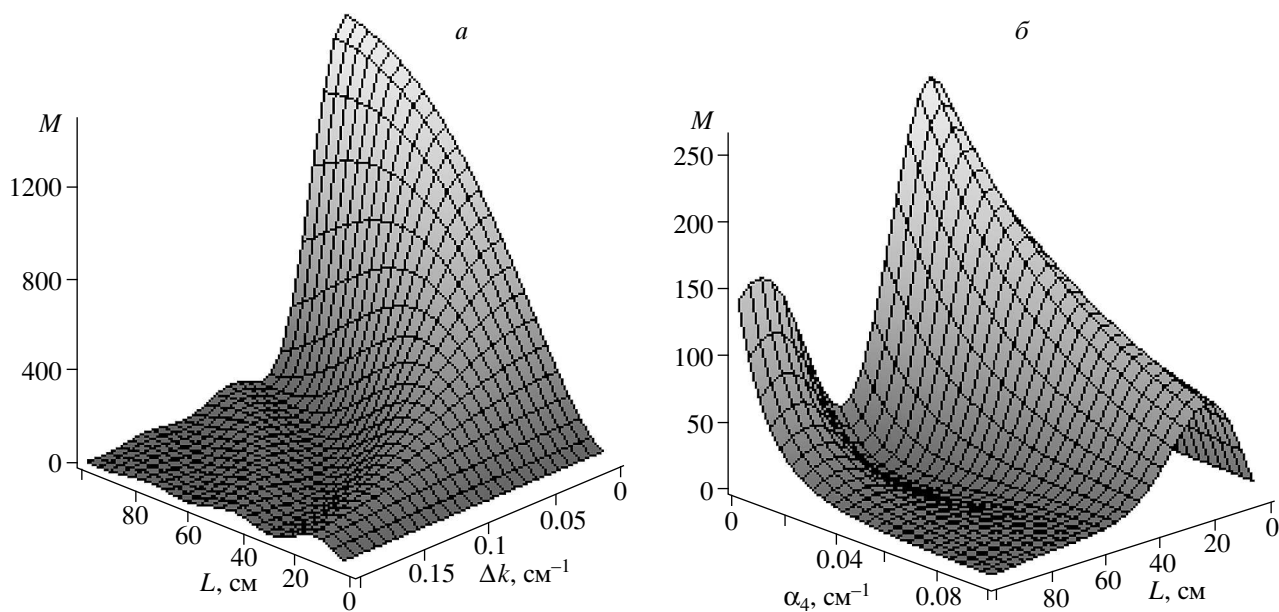


Рис. 8. Зависимость фактора M , учитывающего влияние эффектов распространения на процесс КАРС, от длины волокна L и фазовой расстройки (*a*), коэффициента затухания α_4 (*б*) при $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \alpha_4 = 0.01 \text{ см}^{-1}$; $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = 0.01 \text{ см}^{-1}$, $\Delta\beta = 0.1 \text{ см}^{-1}$

взаимодействия в формулы (33), (34), получаем следующее выражение для фактора увеличения эффективности процесса КАРС в полном волноводе с потерями относительно режима жесткой фокусировки (показатель преломления газа, заполняющего полую сердцевину волокна, полагаем равным единице и учитываем, что $M = (3^{1/2} - 3^{-1/2})^2 / (3 \ln 3)^2 \approx 0.123$ при $\Delta k = 0$ и $l = l_{opt}^{CARC} = \ln 3 / \alpha$ в режиме фазового синхронизма:

$$\mu = 1.3 \cdot 10^{-3} \frac{(k' + k'')^2}{k'k''} \frac{\lambda^2}{\alpha^2 a^4}. \quad (37)$$

Подставляя в формулу (37) выражение (16) для коэффициента оптических потерь в полном волноводе со сплошной оболочкой и полагая $u_n = 2.4$ (значение первого корня функции Бесселя нулевого порядка, соответствующее предельной величине собственного значения характеристического уравнения для моды EH_{11} полого волновода), получаем фактор увеличения эффективности процесса КАРС в таком волноводе для случая точного фазового синхронизма, $\Delta k = 0$:

$$\rho = 6.1 \cdot 10^{-2} \frac{(k' + k'')^2}{k'k''} \left(\frac{a}{\lambda}\right)^2 \frac{n^2 - 1}{(n^2 + 1)^2}. \quad (38)$$

Зависимость фактора ρ увеличения эффективности процесса КАРС в полном волноводе со сплошной

оболочкой от внутреннего радиуса полого волновода представлена кривой 1 на рис. 9. Оптические потери, растущие при уменьшении внутреннего радиуса полого волновода, не позволяют достигать больших значений фактора увеличения эффективности процесса КАРС.

Ситуация радикально изменяется в случае полых микроструктурированных волокон. Увеличение эффективности процесса КАРС в таких волокнах относительно режима жесткой фокусировки описывается выражением (37). Волноводные потери по-прежнему являются основным физическим фактором, ограничивающим увеличение сигнала КАРС в волноводном режиме (рис. 7, 8). Однако полые микроструктурированные волноводы могут характеризоваться достаточно низкими уровнями оптических потерь даже при малых значениях внутреннего диаметра. Коэффициент затухания излучения видимого диапазона для микроструктурированных волокон, продемонстрированных в работе [38], составлял 1–3 дБ/м при диаметре полой сердцевины, приблизительно равной 15 мкм. Кривые 2 и 3 на рис. 9 соответствуют зависимостям фактора μ от внутреннего радиуса полого микроструктурированного волновода для двух значений коэффициента затухания, $\alpha = 0.1, 0.01 \text{ см}^{-1}$. Как следует из выражений (37), (38) для факторов ρ и μ ,

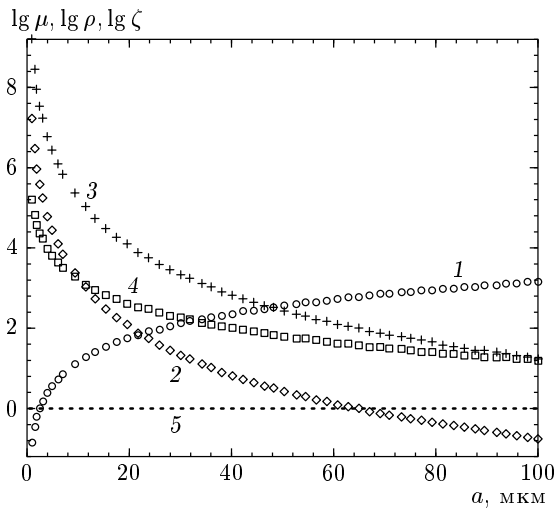


Рис. 9. Зависимости факторов увеличения эффективности процесса КАРС в полном волноводе со сплошной оболочкой (1, \circ) и полном микроструктурированном волноводе (2, 3) с коэффициентом затухания $\alpha = 0.1$ (2, \diamond), 0.01 см^{-1} (3, $+$) от внутреннего радиуса волновода a . Зависимость фактора ζ увеличения эффективности процесса ВКР в полном микроструктурированном волноводе с коэффициентом затухания $\alpha = 0.01 \text{ см}^{-1}$ от внутреннего радиуса волновода a (4, \square). Пунктирная линия 5 соответствует эффективности процесса КАРС в режиме жесткой фокусировки. Длина волны равна 0.5 мкм

характеризующих увеличение эффективности процесса КАРС в полых волноводах со сплошной и микроструктурированной оболочками относительно режима жесткой фокусировки, в случае малых радиусов полый сердцевинный микроструктурированные и фотонно-кристаллические волокна позволяют достигать существенно больших факторов увеличения эффективности процесса КАРС, чем полые волокна со сплошной оболочкой. Как видно из представленных на рис. 9 зависимостей, фактор увеличения эффективности процесса КАРС в полых микроструктурированных волноводах с коэффициентами затухания 0.1 и 0.01 см^{-1} превосходит фактор увеличения эффективности КАРС в полых волноводах со сплошной оболочкой для значений радиуса полый сердцевинный меньше 20 и 45 мкм , соответственно. Увеличение эффективности процесса КАРС, обеспечиваемое микроструктурированными волокнами с малым внутренним радиусом, может на несколько порядков превосходить выигрыш в эффективности КАРС, достижимый при использовании полых волнопроводов со сплошной оболочкой (см. рис. 9). Данное

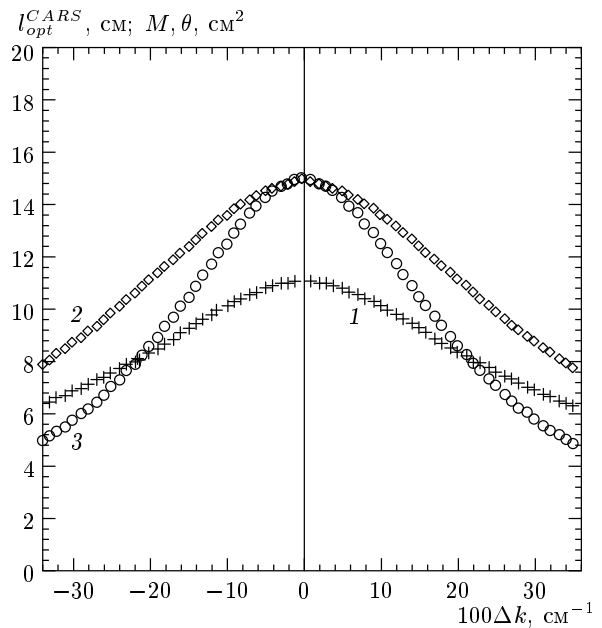


Рис. 10. Зависимости оптимальной длины для процесса КАРС (линия 1, $+$), величины $\theta = 0.123(l_{opt}^{CARC})^2$ (линия 2, \diamond) и фактора M (линия 3, \circ) от фазовой расстройки Δk , рассчитанные путем численного решения уравнения (39) для $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \alpha_4 = 0.1 \text{ см}^{-1}$

рассмотрение выполнено в предположении, что геометрия сердцевинной и оболочки полых микроструктурированных волокон обеспечивает существование хотя бы одной моды в полый сердцевинный волновода. Качественный анализ числа подобных мод в полых фотонно-кристаллических волноводах выполнен в работе [35]. Более детальные, численные расчеты представлены в работе [78].

Сравнение выражений (21) и (37) показывает, что факторы увеличения эффективности процессов ВКР и КАРС в полых микроструктурированных волноводах характеризуются существенно различной зависимостью от радиуса сердцевинного волновода и коэффициента оптических потерь. С физической точки зрения это связано с различиями в характере нарастания амплитуды нелинейного сигнала в процессах ВКР и КАРС по мере увеличения длины взаимодействия, а также с различиями в зависимости амплитуд сигналов ВКР и КАРС от амплитуд полей накачки (ср. выражения (17) и (27)). Благодаря быстрому росту эффективности процесса КАРС при уменьшении радиуса полый сердцевинный предельные факторы увеличения эффективности процесса КАРС в полых микроструктурированных волноводах могут существенно превышать ана-

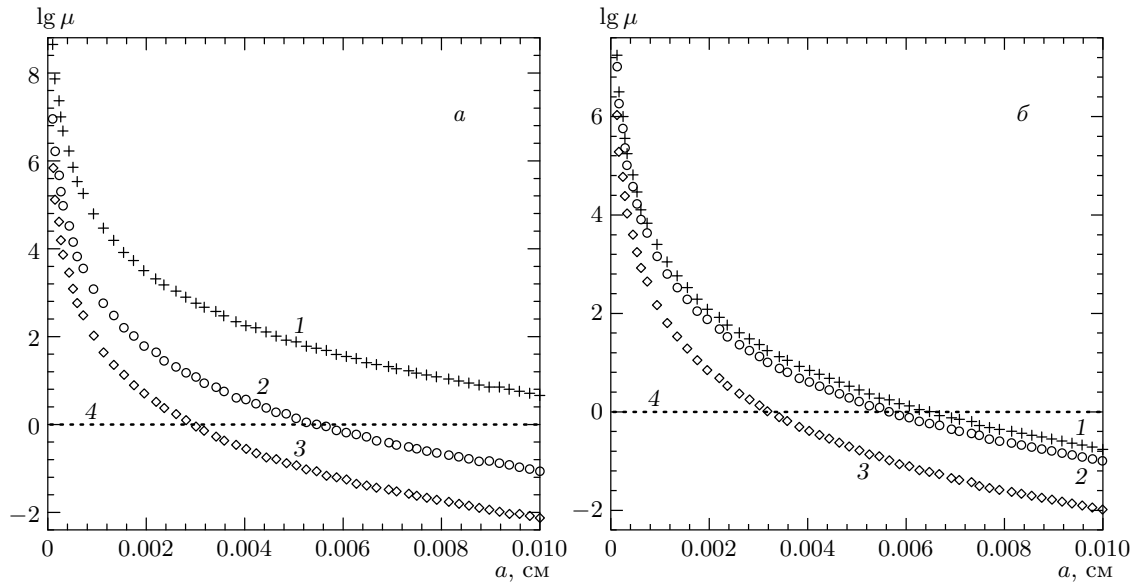


Рис. 11. Зависимости фактора увеличения эффективности процесса КАРС в полых микроструктурированных волноводах от внутреннего радиуса волновода для различных значений фазовой расстройки ($\Delta k = 0$ (линия 1, +), 0.3 см^{-1} (линия 2, o), 0.5 см^{-1} (линия 3, ◇)) и коэффициентов затухания ($\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \alpha_4 = 0.02 \text{ см}^{-1}$ (a), $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \alpha_4 = 0.1 \text{ см}^{-1}$ (б)). Пунктирная линия 4 соответствует эффективности процесса КАРС в режиме жесткой фокусировки

логичные факторы для процесса ВКР в полых микроструктурированных и фотонно-кристаллических волноводах (ср. кривые 2–4 на рис. 9).

В условиях ненулевой фазовой расстройки выражение (34) приводит к следующему трансцендентному уравнению для оптимальной длины, обеспечивающей максимальную эффективность процесса КАРС:

$$\Delta\alpha \operatorname{sh}(\Delta\alpha l_{opt}^{CARs}) + \Delta k \sin(\Delta k l_{opt}^{CARs}) + (\Delta\alpha + \alpha_4) \times [\cos(\Delta k l_{opt}^{CARs}) - \operatorname{ch}(\Delta\alpha l_{opt}^{CARs})] = 0. \quad (39)$$

Зависимость оптимальной длины от фазовой расстройки Δk , найденная путем численного решения уравнения (39), показана линией 1 на рис. 10. Оптимальная длина волокна для процесса КАРС, как видно из приведенной зависимости, уменьшается с ростом фазовой расстройки Δk . Линиями 2 и 3 на этом же рисунке представлены зависимости величины $0.123(l_{opt}^{CARs})^2$, соответствующей приближению уравнения (37) и фактора M , рассчитанные на основе численного решения уравнения (39). Сравнение этих кривых позволяет судить об отклонении фактора M , учитывающего влияние волноводных потерь и фазовой расстройки, от приближенной зависимости, описываемой формулой (37) и использованной нами для определения предельных факторов увеличения

эффективности процесса КАРС в полых волноводах (рис. 7). Как видно из приведенных на рис. 10 результатов, значение фактора M совпадает с величиной $0.123(l_{opt}^{CARs})^2$ в рассмотренном выше случае точного фазового синхронизма. Отклонение фактора M от величины $0.123(l_{opt}^{CARs})^2$ увеличивается с ростом фазовой расстройки Δk .

На рис. 11 представлены зависимости фактора увеличения эффективности процесса КАРС в полых микроструктурированных волноводах от внутреннего радиуса волновода для различных значений фазовой расстройки, $\Delta k = 0$ (линия 1, +), 0.3 см^{-1} (линия 2, o), 0.5 см^{-1} (линия 3, ◇), и коэффициентов затухания, $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \alpha_4 = 0.02 \text{ см}^{-1}$ (рис. 11a), $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \alpha_4 = 0.1 \text{ см}^{-1}$ (рис. 11б). Как видно из представленных на рис. 10, 11 результатов, фазовая расстройка приводит к уменьшению оптимальной длины КАРС-взаимодействия и снижению фактора увеличения эффективности процесса КАРС. Зависимость мощности сигнала КАРС от длины волокна при ненулевой фазовой расстройке имеет осциллирующий характер (рис. 7a, 8a, 8б, 10). Характерный период осцилляций определяется длиной синхронизма. Осцилляции становятся менее выраженными и полностью сглаживаются по мере увеличения коэффициента затухания (см. так-

же [79]). Осцилляции перестают наблюдаться в режиме, когда характерная длина затухания излучения оказывается меньше длины синхронизма (см. рис. 7в, 8б). Важным преимуществом волноводного режима нелинейно-оптического взаимодействия является возможность компенсации волновой расстройки, связанной с материальной составляющей дисперсии за счет волноводной составляющей фазовой расстройки [50, 65].

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование, выполненное в настоящей работе, показывает, что полые микроструктурированные и фотонно-кристаллические волокна позволяют существенно повысить эффективность процесса когерентного антистоксова рассеяния света по сравнению с режимом жесткой фокусировки и волноводными режимами, реализуемыми в полых волноводах со сплошной оболочкой. На основе анализа влияния волноводных потерь, эффектов группового запаздывания и фазового рассогласования нами найдены оптимальные длины волокон для процессов ВКР и КАРС, обеспечивающие максимальные эффективности генерации нелинейно-оптических сигналов. Нами показано существование физического предела увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов в волноводном режиме, связанного с конкуренцией дифракции и удержания излучения в волноводе за счет градиента профиля показателя преломления. Оптимальные для нелинейно-оптических взаимодействий условия локализации электромагнитного излучения в волноводных модах достигаются в случае субмикронных волноводных нитей с воздушной оболочкой. Подобные волноводные структуры с максимальной разностью показателя преломления практически реализуются в микроструктурированных волокнах. Получены приближенные асимптотические выражения, позволяющие в ряде случаев достичь качественного понимания влияния параметров волокон на оптимальные значения радиуса сердцевины волокна и максимальные значения фактора волноводного увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов, а также с удовлетворительной точностью оценить эти величины.

Фактор увеличения эффективности процесса КАРС в полном микроструктурированном волноводе относительно режима жесткой фокусировки характеризуется зависимостью $\lambda^2/\alpha^2 a^4$ от длины волны излучения λ , внутреннего радиуса a и коэффициента потерь α . Благодаря быстрому росту

эффективности процесса КАРС при уменьшении радиуса полый сердцевинный предельные факторы увеличения эффективности процесса КАРС в полых микроструктурированных волноводах могут существенно превышать аналогичные факторы для процесса КАРС в полых волноводах со сплошной оболочкой, а также для процесса ВКР в полых микроструктурированных и фотонно-кристаллических волноводах. Показано, что влияние эффектов группового запаздывания на эффективность процессов КАРС и ВКР в полых волноводах может быть существенно уменьшено за счет дисперсии волноводных мод путем правильного выбора давления газа, диаметра полого волновода и волноводных мод, участвующих в нелинейно-оптическом процессе.

Полые микроструктурированные и фотонно-кристаллические волокна, таким образом, открывают возможности создания высокочувствительных газовых сенсоров, основанных на использовании спектроскопии когерентного антистоксова рассеяния света, и устройств для преобразования частоты лазерного излучения на основе вынужденного комбинационного рассеяния. Режимы волноводного распространения излучения, обеспечиваемые полыми фотонно-кристаллическими волокнами, позволяют существенно уменьшить количество газа, необходимого для проведения спектральных исследований, а также производить нелинейно-оптические исследования с использованием лазерных импульсов малой мощности.

Работа выполнена при поддержке гранта МД-42.2003.02 Президента Российской Федерации, грантов РФФИ №№ 00-02-16929 и 02-02-17098, а также грантов Volkswagen Foundation I/76 869 и European Research Office of the US Army (контракт № 9449-AM01).

ЛИТЕРАТУРА

1. J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, and D. M. Atkin, *Opt. Lett.* **21**, 1547 (1996).
2. J. C. Knight, J. Broeng, T. A. Birks, and P. St. J. Russell, *Science* **282**, 1476 (1998).
3. *Focus Issue of Optics Express* **9**, № 13 (2001), ed. by K. W. Koch.
4. *Special Issue of the Journal of Optical Society of America B* **19** (2002), ed. by C. M. Bowden and A. M. Zheltikov.

5. T. M. Monro, P. J. Bennett, N. G. R. Broderick, and D. J. Richardson, *Opt. Lett.* **25**, 206 (2000).
6. А. Б. Федотов, А. М. Желтиков, Л. А. Мельников, А. П. Тарасевич, Д. фон дер Линде, *Письма в ЖЭТФ* **71**, 407 (2000).
7. М. В. Алфимов, А. М. Желтиков, А. А. Иванов, В. И. Белоглазов, Б. А. Кириллов, С. А. Магницкий, А. В. Тарасишин, А. Б. Федотов, Л. А. Мельников, Н. Б. Скибина, *Письма в ЖЭТФ* **71**, 714 (2000).
8. А. М. Желтиков, *УФН* **170**, 1203 (2000).
9. А. М. Желтиков, М. В. Алфимов, А. Б. Федотов, А. А. Иванов, М. С. Сырчин, А. П. Тарасевич, Д. фон дер Линде, *ЖЭТФ* **120**, 570 (2001).
10. B. J. Eggleton, C. Kerbage, P. S. Westbrook, R. S. Windeler, and A. Hale, *Opt. Express* **9**, 698 (2001).
11. N. G. R. Broderick, T. M. Monro, P. J. Bennett, and D. J. Richardson, *Opt. Lett.* **24**, 1395 (1999).
12. A. B. Fedotov, A. M. Zheltikov, A. P. Tarasevitch, and D. von der Linde, *Appl. Phys. B* **73**, 181 (2001).
13. J. C. Knight, J. Arriaga, T. A. Birks, A. Ortigosa-Blanch, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, *IEEE Phot. Technol. Lett.* **12**, 807 (2000).
14. W. H. Reeves, J. C. Knight, P. St. J. Russell, and P. J. Roberts, *Opt. Express* **10**, 609 (2002).
15. A. M. Zheltikov, submitted to *Ultrafast Photonics*, ed. by A. Miller and D. M. Finlayson.
16. J. K. Ranka, R. S. Windeler, and A. J. Stentz, *Opt. Lett.* **25**, 796 (2000).
17. St. Coen, A. H. L. Chau, R. Leonhardt, J. D. Harvey, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, *Opt. Lett.* **26**, 1356 (2001).
18. S. Coen, A. Hing Lun Chau, R. Leonhardt, J. D. Harvey, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, *J. Opt. Soc. Amer. B* **19**, 753 (2002).
19. A. N. Naumov, A. B. Fedotov, A. M. Zheltikov, V. V. Yakovlev, L. A. Mel'nikov, V. I. Beloglazov, N. B. Skibina, and A. V. Shcherbakov, *J. Opt. Soc. Amer. B* **19**, 2183 (2002).
20. A. B. Fedotov, A. N. Naumov, A. M. Zheltikov, I. Bugar, D. Chorvat Jr, D. Chorvat, A. P. Tarasevitch, and D. von der Linde, *J. Opt. Soc. Amer. B* **19**, 2156 (2002).
21. J. M. Dudley, Xun Gu, Lin Xu, M. Kimmel, E. Zeek, P. O'Shea, R. Trebino, S. Coen, and R. S. Windeler, *Opt. Express* **10**, 1215 (2002).
22. J. Herrmann, U. Griebner, N. Zhavoronkov, A. Husakou, D. Nickel, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, P. St. J. Russell, and G. Korn, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 173901 (2002).
23. J. K. Ranka, R. S. Windeler, and A. J. Stentz, *Opt. Lett.* **25**, 25 (2000).
24. W. J. Wadsworth, A. Ortigosa-Blanch, J. C. Knight, T. A. Birks, T. P. M. Mann, and P. St. J. Russell, *J. Opt. Soc. Amer. B* **19**, 2148 (2002).
25. S. A. Diddams, D. J. Jones, Jun Ye, S. T. Cundiff, J. L. Hall, J. K. Ranka, R. S. Windeler, R. Holzwarth, T. Udem, and T. W. Hansch, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5102 (2000).
26. D. J. Jones, S. A. Diddams, J. K. Ranka, A. Stentz, R. S. Windeler, J. L. Hall, and S. T. Cundiff, *Science* **288**, 635 (2000).
27. R. Holzwarth, T. Udem, T. W. Hansch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2264 (2000).
28. S. N. Bagayev, A. K. Dmitriyev, S. V. Chepurov, A. S. Dychkov, V. M. Klementyev, D. B. Kolker, S. A. Kuznetsov, Yu. A. Matyugin, M. V. Okhapkin, V. S. Pivtsov, M. N. Skvortsov, V. F. Zakharyash, T. A. Birks, W. J. Wadsworth, P. St. J. Russell, and A. M. Zheltikov, *Laser Phys.* **11**, 1270 (2001).
29. Th. Udem, S. A. Diddams, K. R. Vogel, C. W. Oates, E. A. Curtis, W. D. Lee, W. M. Itano, R. E. Drullinger, J. C. Bergquist, and L. Hollberg, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4996 (2001).
30. A. Baltuska, T. Fuji, and T. Kobayashi, *Opt. Lett.* **27**, 1241 (2002).
31. S. N. Bagayev, V. S. Pivtsov, and A. M. Zheltikov, *Quant. Electron.* **32**, 311 (2002); A. M. Zheltikov, *Laser Phys.* **12**, 878 (2002).
32. S. Lakó, J. Seres, P. Apai, J. Balázs, R. S. Windeler, and R. Szipöcs, *Appl. Phys. B* **76**, 267 (2003).
33. A. B. Fedotov, Ping Zhou, A. P. Tarasevitch, K. V. Dukel'skii, Yu. N. Kondrat'ev, V. S. Shevandin, V. B. Smirnov, D. von der Linde, and A. M. Zheltikov, *J. Raman Spectrosc.* **33**, 888 (2002).
34. I. Hartl, X. D. Li, C. Chudoba, R. K. Rhanta, T. H. Ko, J. G. Fujimoto, J. K. Ranka, and R. S. Windeler, *Opt. Lett.* **26**, 608 (2001).
35. R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, P. J. Roberts, and D. C. Allan, *Science* **285**, 1537 (1999).
36. J. C. Knight and P. St. J. Russell, *Science* **296**, 276 (2002).

37. S. O. Konorov, A. B. Fedotov, O. A. Kolevatova, V. I. Beloglazov, N. B. Skibina, A. V. Shcherbakov, and A. M. Zheltikov, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **76**, 341 (2002).
38. F. Benabid, J. C. Knight, G. Antonopoulos, and P. St. J. Russell, *Science* **298**, 399 (2002).
39. F. Benabid, J. C. Knight, and P. St. J. Russell, *Opt. Express* **10**, 1195 (2002).
40. O. A. Kolevatova and A. M. Zheltikov, submitted to *Laser Phys.* (2003).
41. А. Н. Наумов, А. М. Желтиков, *КЭ* **32**, 129 (2002).
42. S. O. Konorov, A. B. Fedotov, O. A. Kolevatova, V. I. Beloglazov, N. B. Skibina, A. V. Shcherbakov, E. Wintner, and A. M. Zheltikov, *Laser Phys.* **13**, 652 (2003).
43. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, Boston (1989).
44. A. W. Snyder and J. D. Love, *Optical Waveguide Theory*, Chapman and Hall, New York (1983).
45. T. A. Birks, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, *Opt. Lett.* **25**, 1415 (2000).
46. D. A. Akimov, A. A. Ivanov, M. V. Alfimov, S. N. Bagayev, T. A. Birks, W. J. Wadsworth, P. St. J. Russell, A. B. Fedotov, V. S. Pivtsov, A. A. Podshivalov, and A. M. Zheltikov, *Appl. Phys. B* **74**, 307 (2002).
47. A. B. Fedotov, A. N. Naumov, I. Bugar, D. Chorvat Jr., D. A. Sidorov-Biryukov, D. Chorvat, and A. M. Zheltikov, *IEEE J. Selected Topics Quant. Electron.* **8**, 665 (2002).
48. A. B. Fedotov, P. Zhou, A. N. Naumov, V. V. Temnov, V. I. Beloglazov, N. B. Skibina, L. A. Mel'nikov, A. V. Shcherbakov, A. P. Tarasevitch, D. von der Linde, and A. M. Zheltikov, *Appl. Phys. B* **75**, 621 (2002).
49. A. M. Zheltikov, Ping Zhou, V. V. Temnov, Yu. N. Kondrat'ev, S. N. Bagayev, V. S. Shevandin, K. V. Dukel'skii, A. V. Khokhlov, V. B. Smirnov, A. P. Tarasevitch, and D. von der Linde, *Quant. Electron.* **32**, 542 (2002).
50. А. М. Желтиков, *УФН* **172**, 743 (2002).
51. M. Nisoli, S. De Silvestri, and O. Svelto, *Appl. Phys. Lett.* **68**, 2793 (1996).
52. M. Nisoli, S. De Silvestri, O. Svelto, R. Szpöcs, K. Ferencz, Ch. Spielmann, S. Sartania, and F. Krausz, *Opt. Lett.* **22**, 522 (1997).
53. O. Dühr, E. T. J. Nibbering, G. Korn, G. Tempea, and F. Krausz, *Opt. Lett.* **24**, 34 (1999).
54. N. Zhavoronkov and G. Korn, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 203901 (2002).
55. C. G. Durfee III, S. Backus, M. M. Murnane, and H. C. Kapteyn, *Opt. Lett.* **22**, 1565 (1997).
56. A. Rundquist, C. G. Durfee III, Z. Chang, C. Herne, S. Backus, M. M. Murnane, and H. C. Kapteyn, *Science* **280**, 1412 (1998).
57. Y. Tamaki, K. Midorikawa, and M. Obara, *Appl. Phys. B* **67**, 59 (1998).
58. E. Constant, D. Garzella, P. Breger, E. Mevel, Ch. Dorrer, C. Le Blanc, F. Salin, and P. Agostini, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1668 (1999).
59. R. B. Miles, G. Laufer, and G. C. Bjorklund, *Appl. Phys. Lett.* **30**, 417 (1977).
60. A. B. Fedotov, F. Giammanco, A. N. Naumov, P. Marsili, A. Ruffini, D. A. Sidorov-Biryukov, and A. M. Zheltikov, *Appl. Phys. B* **72**, 575 (2001).
61. A. N. Naumov, F. Giammanco, D. A. Sidorov-Biryukov, A. B. Fedotov, P. Marsili, A. Ruffini, and A. M. Zheltikov, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **73**, 263 (2001).
62. E. A. J. Marcatili and R. A. Schmelzter, *Bell Syst. Tech. J.* **43**, 1783 (1964).
63. M. J. Adams, *An Introduction to Optical Waveguides*, Wiley, New York (1981).
64. A. Yariv and P. Yeh, *Optical Waves in Crystals*, Wiley, New York (1984).
65. A. M. Zheltikov and A. N. Naumov, *Quant. Electron.* **31**, 471 (2001).
66. С. А. Ахманов, Н. И. Коротеев, *Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света*, Наука, Москва (1981).
67. G. L. Eesley, *Coherent Raman Spectroscopy*, Pergamon, Oxford (1981).
68. S. A. J. Druet and J.-P. E. Taran, *Progress in Quant. Electron.* **7**, 1 (1981).
69. A. C. Eckbreth, *Laser Diagnostics for Combustion Temperature and Species*, Abacus, Cambridge, MA (1988).
70. W. Kiefer, *J. Molec. Structure* **59**, 305 (1980).
71. А. М. Желтиков, Н. И. Коротеев, *УФН* **170**, 1203 (1999).

72. G. I. Stegeman, R. Fortenberry, C. Karaguleff, R. Moshrefzadeh, W. M. Hetherington III, N. E. Van Wyck, and J. E. Sipe, *Opt. Lett.* **8**, 295 (1983).
73. W. P. de Boeij, J. S. Kanger, G. W. Lucassen, C. Otto, and J. Greve, *Appl. Spectrosc.* **47**, 723 (1993).
74. J. S. Kanger, C. Otto, and J. Greve, *Appl. Spectrosc.* **49**, 1326 (1995).
75. S. O. Konorov, D. A. Akimov, A. N. Naumov, A. B. Fedotov, R. B. Miles, J. W. Haus, and A. M. Zheltikov, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **75**, 66 (2002); S. O. Konorov, D. A. Akimov, A. N. Naumov, A. B. Fedotov, R. B. Miles, J. W. Haus, and A. M. Zheltikov, *J. Raman Spectrosc.* **33**, 955 (2002).
76. M. D. Levenson and J. J. Song, in *Coherent Nonlinear Optics*, ed. by M. S. Feld and V. S. Letokhov, Springer, Berlin (1980).
77. P. D. Maker and R. W. Terhune, *Phys. Rev. A* **137**, 801 (1965).
78. J. Broeng, S. E. Barkou, T. Søndergaard, and A. Bjarklev, *Opt. Lett.* **25**, 96 (2000).
79. N. I. Koroteev, A. N. Naumov, and A. M. Zheltikov, *Laser Phys.* **4**, 1160 (1994).