

## ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

## Сверхкороткие световые импульсы в полых волноводах

А.М. Желтиков

Дается краткий обзор приложений нелинейно-оптических процессов в наполненных газом полых волноводах в оптике сверхкоротких импульсов. Рассматриваются основные физические процессы, позволяющие использовать полые волноводы для эффективной генерации рекордно коротких импульсов, увеличения эффективности генерации когерентного коротковолнового излучения и повышения чувствительности методов нелинейно-оптического газового анализа. К числу таких процессов относятся фазовая само- и кросс-модуляции, когерентные четырехволновые взаимодействия, генерация гармоник высоких порядков, а также вынужденное комбинационное рассеяние. Обсуждаются основные методы получения коротких световых импульсов, включая импульсы длительностью несколько периодов оптического поля, и управления этими импульсами с помощью полых волноводов.

PACS numbers: 42.65.Dr, 42.65.Ky, 42.65.Re, 42.65.Wi

## Содержание

1. Введение (743).
2. Полые волноводы в нелинейной оптике коротких импульсов (745).
3. **Общезначимые аспекты формирования предельно коротких импульсов в полых волноводах (746).**
  - 3.1. Основные физические процессы. 3.2. Общие физические принципы синтеза сверхкоротких импульсов путем генерации сфазированных эквидистантных спектральных компонент.
4. **Генерация сверхкоротких импульсов на основе фазовой самомодуляции лазерных импульсов в полом волноводе (749).**
  - 4.1. Характеристики собственных мод полых волноводов.
  - 4.2. Уравнение фазовой самомодуляции и его решение.
  - 4.3. Эволюция амплитуды и chirpa. 4.4. Амплитуда сжатого импульса.
5. **Фазовая кросс-модуляция и управление сверхкороткими импульсами в полом волноводе (750).**
6. **Четырехволновые взаимодействия в полых волноводах и повышение чувствительности методов нелинейно-оптического газового анализа (754).**
  - 6.1. Диагностический аспект нелинейно-оптических процессов в полых волноводах. 6.2. Основные соотношения для четырехволнового взаимодействия в полых волноводах. 6.3. Экспериментальная техника. 6.4. Влияние высших волноводных мод.
7. **Генерация гармоник высокого порядка в наполненных газом полых волноводах (761).**
  - 7.1. Полые волноводы как источники когерентного коротковол-

- нового излучения. 7.2. Нелинейно-оптический отклик и эффекты распространения. 7.3. Эффекты ионизации.
  8. **Синтез сверхкоротких световых импульсов в полом волноводе с комбинационно-активным газом (764).**
    - 8.1. Нелинейно-оптические процессы в газовых средах и горизонты аттосекундной оптики. 8.2. Влияние расстройки групповых скоростей на формирование сверхкоротких импульсов. 8.3. Пути уменьшения групповой расстройки в полых волноводах. 8.4. Генерация множественных стоковых и антистоковых компонент и синтез сверхкоротких импульсов. 8.5. Селективное возбуждение комбинационно-активных колебаний.
  9. **Уменьшение оптических потерь в полых волноводах с периодической оболочкой (770).**
  10. **Планарные полые гофрированные волноводы с фотонной запрещенной зоной (771).**
    - 10.1. Полый волновод со свойствами одномерного фотонного кристалла. 10.2. Связь мод и дисперсионные свойства планарного полого ФЗВ-волновода. 10.3. Спектры пропускания и увеличение эффективности нелинейно-оптических процессов.
  11. **Заключение (774).**
- Список литературы (774).

## 1. Введение

В настоящее время современная лазерная физика вплотную приблизилась к фемтосекундному рубежу длительностей лазерных импульсов и созданы все предпосылки для прорыва в область аттосекундных импульсов. Импульсы длительностью менее 10 фс становятся повседневным средством лазерного эксперимента [1–4], используемым для целей спектроскопии высокого временного разрешения [5, 6] и генерации излучения в широком спектральном диапазоне, включая область водяного окна прозрачности [7].

Световые импульсы длительностью менее 5 фс, экспериментально полученные в последние годы [8–10], являются уникальным инструментом исследования

А.М. Желтиков. Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет; Международный лазерный центр, 119899 Москва, Воробьевы горы, Российская Федерация  
Тел. (095) 939-51-74  
E-mail: zheltikov@top.phys.msu.ru

Статья поступила 23 августа 2001 г.,  
после доработки 29 октября 2001 г.

широкого класса физических, химических и биологических процессов, позволяющим изучать быстротекающие процессы в веществе с рекордно высоким временным разрешением, соответствующим одному-двум периодам светового поля. К числу наиболее ярких достижений оптики сверхкоротких импульсов следует отнести работы по синтезу импульсов длительностью менее 4 фс путем генерации множественных стоксовых и антистоксовых компонент в комбинационно-активном газе [11], а также получение экспериментальных доказательств генерации импульсов длительностью 250–600 ас ( $1 \text{ ас} = 10^{-18} \text{ с}$ ) путем фазировки гармоник высокого порядка и использование аттосекундных импульсов для исследования быстротекающих процессов со сверхвысоким временным разрешением [12].

Многие значительные достижения нелинейной оптики и оптики сверхкоротких лазерных импульсов последних пяти лет связаны с использованием полых диэлектрических волноводов, наполненных газом. В частности, явление фазовой самомодуляции лазерных импульсов в подобных волноводах позволило авторам [8, 9] получить импульсы света длительностью 4,5 фс. Полые волноводы являются также важным элементом схем синтеза предельно коротких импульсов с помощью вынужденного комбинационного рассеяния высокого порядка [11, 13–16].

Ввиду того что порог оптического пробоя для газа, заполняющего волновод, существенно превышает характерные пороги пробоя для обычных оптических волокон, полые волноводы позволяют получать достаточно мощные сверхкороткие лазерные импульсы. В работах [8, 9] показано, что, используя полые волноводы, можно получать импульсы с длительностью, соответствующей нескольким периодам оптического поля, и энергией несколько десятков микроджоулей. Схема компрессии световых импульсов, предложенная и реализованная в этих работах, в настоящее время широко используется в фемтосекундных лазерных системах [3].

Таким образом, в силу указанных выше причин волноводная оптика сверхкоротких световых импульсов, в значительной степени связанная с использованием полых волноводов, представляет собой новую динамично развивающуюся увлекательную область современной физики. Успехи в этой области открывают новые пути осуществления и развития идей аттосекундной оптики [4, 12, 17, 18], а также использования сверхкоротких импульсов для оптических метрологических измерений [19–21], исследования сверхбыстрых процессов в веществе [22], решения задач когерентного управления квантовыми системами в физике, химии и биологии [23–28] и др.

В связи со значительным прогрессом в оптике полых волноводов в последнее время, позволившим получать световые импульсы рекордно коротких длительностей и осуществлять управление параметрами сверхкоротких импульсов, представляется важным обобщить результаты теоретических и экспериментальных исследований в этом направлении. Решению этой задачи и посвящен настоящий обзор.

Структура обзора такова. В разделе 2 дается краткий обзор использования наполненных газом полых волноводов в нелинейной оптике. В историческом контексте обсуждаются основные результаты, полученные в нелинейной оптике и оптике сверхкоротких импульсов благодаря использованию полых волноводов.

В разделе 3 анализируются общезначимые аспекты преобразования частоты и формирования предельно коротких импульсов в наполненных газом полых волноводах, дается характеристика основных физических процессов, оказывающих влияние на формирование и распространение коротких световых импульсов в полых волноводах и обуславливающих своеобразие различных режимов нелинейно-оптического управления параметрами сверхкоротких импульсов. Рассматриваются также общие физические принципы формирования сверхкоротких импульсов путем фазировки эквидистантных спектральных компонент, возникающих в результате генерации гармоник высокого порядка или вынужденного комбинационного рассеяния высокого порядка. Раздел 4 посвящен эффекту фазовой самомодуляции короткого лазерного импульса в заполненном газом полом волноводе с потерями.

В разделе 5 исследуются физические процессы, открывающие возможность формирования предельно коротких импульсов с управляемыми параметрами, анализируются уравнения для генерации третьей гармоники в полом волноводе в условиях фазовой само- и кросс-модуляции. В разделе 6 приводятся результаты экспериментальных исследований, посвященных процессам генерации третьей гармоники и разностной частоты в наполненных газом полых волноводах. Экспериментальные данные свидетельствуют о возможности использования полых волноводов для повышения чувствительности нелинейно-оптических методов газового анализа. Обсуждаются эффекты, связанные с влиянием волновых мод высших порядков. В разделе 7 рассматривается процесс генерации гармоник высокого порядка в наполненных газом полых волноводах. За счет эффекта фазовой самомодуляции импульса накачки в полом волноводе, наполненном слабоионизирующимся газом, фазовая расстройка изменяется в пределах импульса накачки, что приводит к понижению эффективности генерации гармоник и уменьшению ее чувствительности к давлению газа. В разделе 8 показывается, что расстройка групповых скоростей импульса накачки и пробного импульса может накладывать существенные ограничения на предельную длительность сверхкоротких импульсов, получаемых путем генерации множественных стоксовых и антистоксовых компонент в комбинационно-активной среде, предварительно возбужденной коротким лазерным импульсом. Согласование групповых скоростей импульсов накачки и зондирующего импульса может быть достигнуто при использовании наполненного газом полого волновода путем выбора давления газа, внутреннего диаметра полого волновода и волноводных мод излучения накачки и пробного излучения. Подобный подход позволяет существенно увеличить число стоксовых и антистоксовых компонент, генерируемых в предварительно возбужденной комбинационно-активной среде, и открывает возможности значительного сокращения длительности синтезируемых таким образом световых импульсов. Обсуждаются возможности методов когерентного контроля для повышения эффективности генерации множественных стоксовых и антистоксовых компонент.

В разделе 9 изучается возможность использования полых волноводов со структурированной периодической оболочкой для уменьшения оптических потерь, характерных для мод полых волноводов. В разделе 10 показы-

вается, что комбинация дифракционной решетки и зеркала позволяет создать компактный оптический элемент, сочетающий свойства полого волновода и структуры с фотонной запрещенной зоной и открывающий широкие перспективы применения в области нелинейной оптики и оптики сверхкоротких световых импульсов. Исследуются спектры пропускания планарных полых волноводов с фотонной запрещенной зоной, дается их качественный анализ с использованием теории связанных мод, обсуждаются физические факторы, приводящие к увеличению эффективности нелинейно-оптических взаимодействий в полых волноводах. Основные результаты кратко суммируются в разделе 10.

## 2. Полые волноводы в нелинейной оптике коротких импульсов

Благодаря стремительному прогрессу элементной базы твердотельных фемтосекундных лазеров, включая создание и совершенствование различных типов многослойных и чирпированных диэлектрических зеркал к настоящему времени созданы полностью твердотельные и достаточно компактные лазерные системы, позволяющие получать импульсы длительностью менее 10 фс [1–4]. Нелинейно-оптические процессы в газовых средах остаются при этом одним из основных направлений оптики сверхкоротких импульсов в связи с возможностями получения импульсов высокой энергии и увлекательными перспективами продвижения в аттосекундный диапазон длительностей.

Исследования нелинейно-оптических явлений, происходящих в газовых средах в поле коротких мощных лазерных импульсов, которые активно ведутся уже в течение достаточно длительного времени (см. классические монографии [29, 30]), позволили достичь впечатляющих результатов в области генерации гармоник высокого порядка [31–37] и получения когерентного коротковолнового излучения (с длиной волны менее 2,4 нм [7]).

Преобладающая концепция нелинейно-оптических экспериментов в газовой фазе до недавнего времени предполагала использование жестко сфокусированных лазерных пучков накачки, позволяющих получать высокую плотность мощности лазерного излучения. Существенные ограничения подобного подхода связаны с тем, что при такой геометрии эксперимента обычно не удается обеспечить достаточно большие длины нелинейно-оптических взаимодействий, которые необходимы для достижения высоких эффективностей нелинейных процессов.

Путь повышения эффективности нелинейно-оптических взаимодействий за счет увеличения длины взаимодействия в газовой среде был указан Майлсом с сотрудниками [38], еще в 1977 г. показавшим возможность существенного (на три порядка) увеличения эффективности четырехволновых взаимодействий типа когерентного антистоксова рассеяния света (КАРС) в полом диэлектрическом волноводе. Эти эксперименты, по сути, открыли нелинейно-оптическую главу в истории полых волноводов (ПВ).

Исследованию важных теоретических аспектов процессов четырехволнового взаимодействия в наполненных газом полых волноводах посвящена работа Архипкина с сотрудниками [39]. Авторы работ [8, 9] продемонстрировали, что использование полого оптического

волновода позволяет достичь эффективного уширения спектра сверхкороткого лазерного импульса за счет явления фазовой самомодуляции. В частности, они показали, что импульсы длительностью 20 фс, распространяющиеся по полому оптическому волноводу, заполненному инертным газом, испытывают уширение спектра вследствие фазовой самомодуляции, достаточное для последующего сжатия импульса до длительности 4,5 фс.

Поскольку техника полых волноводов позволяет использовать мощные лазерные импульсы, данный подход весьма перспективен для оптического преобразования частоты методами параметрического взаимодействия световых волн и генерации гармоник. Эксперименты [40] показали, что использование техники полых волноводов позволяет достичь высоких эффективностей преобразования частоты лазерного излучения при генерации третьей гармоники (0,2 %) и параметрическом четырехволновом взаимодействии (13 %).

Авторы работы [40] экспериментально продемонстрировали, что фазовое рассогласование при нелинейно-оптическом взаимодействии, связанное с дисперсией газа, может быть компенсировано за счет дисперсии волноводных мод. Эффективность нелинейно-оптического взаимодействия при этом существенно возрастает, что открывает возможности повышения энергии излучения на частоте высоких гармоник и управления параметрами гармоник путем изменения характеристик излучения накачки [41, 42].

Последующие интенсивные исследования нелинейно-оптических процессов преобразования частоты в полых волноводах [43–47] продемонстрировали, что путем компенсации фазовой расстройки в полых волноводах удается увеличить эффективность преобразования частоты при генерации гармоник (вплоть до 45-го порядка) в 100–1000 раз по сравнению с эффективностями преобразования частоты, достигаемыми в экспериментах с газовыми струями [31–35]. Как показали эксперименты [47, 48], полые волноводы также обеспечивают увеличение чувствительности и расширяют возможности методов когерентной четырехфотонной спектроскопии.

Результаты теоретического анализа, приведенные в работах [49], позволяют заключить, что процессы последовательной генерации гармоник высокого порядка (ГТВП) в полых волноводах дают возможность дополнительного увеличения энергии излучения гармоники по сравнению со случаем прямого процесса. Наполненный газом полый волновод при этих условиях можно использовать в качестве эффективного многочастотного источника когерентного коротковолнового излучения.

В ряде случаев использование полых волноводов позволяет успешно решить проблему фазового рассогласования волн накачки и сигнала, генерируемого в результате невырожденного по частоте нелинейно-оптического процесса. За счет выбора параметров полого волновода, давления газа и возбуждения соответствующих волноводных мод удается обеспечить условия, при которых волноводная составляющая фазовой расстройки компенсирует фазовую расстройку, связанную с дисперсией газа [40–42]. При выполнении этих условий имеется возможность повышения энергии сигнала, генерируемого в результате нелинейно-оптического процесса, за счет увеличения длины полого волновода.

Управление параметрами коротких импульсов, генерируемых в результате нелинейно-оптических взаимодействий, может осуществляться с помощью эффекта фазовой кросс-модуляции [41, 42]. Идея управления параметрами сверхкоротких световых импульсов коротковолнового излучения с помощью фазовой кросс-модуляции при нелинейно-оптическом взаимодействии в полых волноводах реализована в работе [50]. Эффект фазовой кросс-модуляции при параметрическом четырехволновом взаимодействии в наполненных газом полых волноводах позволил авторам [50] разработать схему эффективного преобразования частоты с одновременным сжатием импульса. При использовании импульсов лазера на сапфире с титаном длительностью 35 фс в качестве накачки авторам этой работы удалось получить импульсы излучения длительностью 8 фс с длиной волны 270 нм (после компенсации chirpa, вызванного эффектом фазовой кросс-модуляции).

Таким образом, нелинейно-оптические взаимодействия коротких импульсов в полых волноводах открывают новые пути решения задачи создания источников сверхкоротких световых импульсов в ультрафиолетовом спектральном диапазоне, необходимых для многих практических приложений, включая спектроскопию высокого временного разрешения атомарных и молекулярных систем, изучения быстротекущих процессов в твердом теле, а также для медицинских и биологических приложений.

### 3. Общезначимые аспекты формирования предельно коротких импульсов в полых волноводах

В настоящем разделе мы остановимся на общезначимых аспектах преобразования частоты и формирования предельно коротких импульсов в наполненных газом полых волноводах, рассмотрим основные физические процессы, оказывающие влияние на формирование и распространение коротких световых импульсов в полых волноводах и обуславливающие своеобразие различных режимов нелинейно-оптического управления параметрами сверхкоротких импульсов. Мы обсудим также общие физические принципы формирования сверхкоротких импульсов из-за фазировки эквидистантных спектральных компонент, возникающих в результате генерации гармоник высокого порядка или вынужденного комбинационного рассеяния высокого порядка.

#### 3.1. Основные физические процессы

К числу основных физических процессов, оказывающих влияние на формирование и распространение коротких световых импульсов в полых волноводах и обуславливающих своеобразие различных режимов нелинейно-оптического управления параметрами сверхкоротких импульсов, относятся явления, связанные с дисперсией газа и волноводных мод, процессы фазовой само- и кросс-модуляции, сложения и вычитания частот за счет многоволновых взаимодействий, генерация гармоник высокого порядка, вынужденное комбинационное рассеяние света, а также процессы, связанные с ионизацией газа, заполняющего волновод.

В режиме сильного спектрального уширения сверхкоротких импульсов, по-видимому, необходимо учитывать явления модуляционной неустойчивости и формирова-

ния ударных волн огибающей, приводящие к искажению спектра и временной формы короткого импульса в процессе распространения. Однако в первом приближении данные эффекты, как правило, не учитываются. Ниже мы подробнее остановимся на физических особенностях каждого из этих эффектов.

**3.1.1. Эффекты дисперсии.** Эффекты дисперсии играют исключительно важную роль при формировании коротких импульсов. В общем случае дисперсионная зависимость показателя преломления газа, заполняющего волновод, от частоты приводит к искажению и расплыванию световых импульсов. Дисперсионные эффекты также ограничивают эффективность нелинейно-оптических взаимодействий, являясь причиной фазовой и групповой расстройки световых импульсов.

Эффекты дисперсии можно качественно пояснить с помощью разложения волнового числа  $k$  в ряд по степеням частоты в окрестности центральной частоты импульса  $\omega_0$ :

$$k(\omega) = k_0 + \frac{1}{u}(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}k_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots, \quad (1)$$

где  $k_0 = k(\omega_0)$ ,  $u = (\partial\omega/\partial k)|_{\omega_0}$  — групповая скорость импульса,  $k_2 = (\partial^2k/\partial\omega^2)|_{\omega_0}$  — дисперсия групповой скорости. (Очевидно, что использование такого подхода затrudнено в случае световых импульсов с длительностью, соответствующей нескольким периодам поля.) Первое слагаемое разложения (1) позволяет описывать эффекты, связанные с частотной зависимостью фазовой скорости излучения в среде, включая фазовые расстройки при нелинейно-оптических взаимодействиях. Учет второго слагаемого необходим для анализа эффекта группового запаздывания импульсов, участвующих в нелинейно-оптических взаимодействиях.

Третье слагаемое в (1) приводит к важнейшему для сверхкоротких импульсов понятию дисперсии групповых скоростей и описывает процессы расплывания и сжатия коротких световых импульсов. В частности, в случае среды, где в разложении дисперсии (1) можно ограничиться слагаемым, соответствующим дисперсии второго порядка, комплексная амплитуда импульса на выходе среды  $E(t)$  связана с комплексной амплитудой сигнала на входе  $E_0(t)$  следующим выражением [51]:

$$E(t) = \frac{\exp(-ik_0z)}{(2\pi ik_2z)^{1/2}} \exp\left(\frac{i(t-z/u)^2}{2k_2z}\right) \times \int_{-\infty}^{\infty} E_0(t) \exp\left(\frac{i\xi^2}{2k_2z} - \frac{i\eta\xi}{k_2z}\right) d\xi. \quad (2)$$

Эффекты, связанные с дисперсией высших порядков, приводят к искажению формы световых импульсов и часто являются серьезным фактором, ограничивающим формирование сверхкоротких импульсов.

Одно из главных свойств полых волнопроводов, обуславивших их широкое распространение для формирования сверхкоротких импульсов и увеличения эффективности нелинейно-оптических взаимодействий сверхкоротких импульсов, связано с возможностью компенсации дисперсии газа за счет дисперсии волноводных мод [40–43]. Соотношение материальной и волноводной составляющих дисперсии может варьироваться в достаточно широком диапазоне путем выбора внутреннего радиуса

полого волновода и изменением давления газа. Это обстоятельство открывает широкие возможности для эффективного преобразования частоты и формирования предельно коротких импульсов (см. разделы 6 и 7).

**3.1.2. Фазовая самомодуляция.** Явление фазовой самомодуляции (ФСМ) возникает вследствие зависимости показателя преломления среды (в данном случае газа, заполняющего волновод) от интенсивности светового импульса. В случае световых полей умеренной интенсивности показатель преломления среды можно записать в виде

$$n = n_0 + n_2 I(t), \quad (3)$$

где  $n_0$  — показатель преломления среды в отсутствие излучения,  $n_2 = (2\pi/n_0)^2 \chi^{(3)}(\omega; \omega, \omega, -\omega)$  — нелинейный показатель преломления,  $\chi^{(3)}(\omega; \omega, \omega, -\omega)$  — нелинейно-оптическая восприимчивость среды третьего порядка,  $I(t)$  — интенсивность лазерного излучения. Тогда нелинейный (зависящий от интенсивности излучения) набег фазы импульса, проходящего расстояние  $L$ , равен [29, 51]

$$\Phi(t) = \frac{\omega}{c} n_2 I(t) L. \quad (4)$$

Вследствие зависимости интенсивности светового импульса от времени нелинейная добавка к фазе зависит от времени, что приводит к возникновению зависящей от времени добавке к частоте

$$\Delta\omega(t) = \frac{\omega}{c} n_2 L \frac{\partial I}{\partial t}. \quad (5)$$

Возникающее при этом спектральное уширение импульса можно оценить как

$$\Delta\omega = \frac{\omega}{c} n_2 L \frac{I_0}{\tau}, \quad (6)$$

где  $I_0$  — пиковая интенсивность светового импульса,  $\tau$  — длительность импульса.

Таким образом, явление фазовой самомодуляции приводит к спектральному уширению светового импульса, распространяющегося в полном волноводе. Этот эффект позволяет сжимать световые импульсы путем компенсации набега фазы, приобретаемого импульсом в процессе распространения в полном волноводе. С технической точки зрения особенно просто добиться компенсации линейного чирпа, приводящего к линейной временной зависимости добавки к частоте. Подобный чирп возникает вблизи максимума гауссова светового импульса, когда временная огибающая импульса может быть аппроксимирована квадратичной функцией времени.

Наглядное физическое представление о процессе компрессии промодулированных по фазе световых импульсов может быть получено во временном представлении. Так как частота чирпированного импульса изменяется от фронта импульса к его спаду, для эффективного сжатия импульса необходимо обеспечить условия, при которых фронт импульса будет иметь скорость, меньшую чем спад импульса.

Другими словами, групповая скорость для частот на фронте импульса должна быть меньше групповой скорости для частот на спаде импульса. Это достигается путем создания оптических элементов и структур с соответ-

ствующим знаком и законом дисперсии. Широкое распространение, в частности, получили компрессоры на основе дифракционных решеток, призм и в последние годы многослойных чирпированных зеркал (см. обзор [4]). Возможны также режимы распространения коротких импульсов, при которых фазовая самомодуляция и сжатие реализуются в одной среде.

**3.1.3. Фазовая кросс-модуляция.** Явление фазовой кросс-модуляции (ФКМ) возникает в результате нелинейно-оптического взаимодействия по крайней мере двух физически различных световых импульсов (т.е. импульсов с различными частотами, поляризациями, модовой структурой и т.д.) и связано с модуляцией фазы одного из импульсов (пробного импульса) за счет нелинейной добавки к показателю преломления среды, наводимой другим импульсом (импульсом накачки).

В случае кросс-взаимодействия импульса накачки с частотой  $\omega_1$  и пробного импульса с частотой  $\omega_2$  набег фазы пробного импульса описывается выражением [65, 66]

$$\Phi_{\text{ХРМ}}(\eta, z) = \frac{3\pi\omega_2^2}{c^2 k_2} \chi^{(3)}(\omega_s; \omega_s, \omega_p, -\omega_p) \times \int_0^z \left| A_p \left( \eta - \frac{\zeta}{\sigma}, 0 \right) \right|^2 d\zeta, \quad (7)$$

где  $\chi^{(3)}(\omega_s; \omega_s, \omega_p, -\omega_p)$  — нелинейно-оптическая восприимчивость среды третьего порядка,  $1/\sigma = 1/u_1 - 1/u_2$ ,  $u_1$  и  $u_2$  — групповые скорости импульса накачки и пробного импульса соответственно,  $k_2$  — волновое число пробного импульса. Вычисляя производную нелинейного набега фазы по времени, получаем добавку к частоте пробного импульса в виде

$$\delta\omega_{\text{ХРМ}}(\eta, z) = -\frac{3\pi\omega_2^2}{c^2 k_2} \chi^{(3)}(\omega_s; \omega_s, \omega_p, -\omega_p) \times \sigma \left[ \left| A_p(\eta, 0) \right|^2 - \left| A_p \left( \eta - \frac{z}{\sigma}, 0 \right) \right|^2 \right]. \quad (8)$$

Аналогично эффекту фазовой самомодуляции явление фазовой кросс-модуляции используется для сжатия световых импульсов. Зависимость фазового набега пробного импульса от интенсивности импульса накачки можно использовать для управления параметрами сверхкоротких импульсов [41, 42, 50]. Явление фазовой кросс-модуляции открывает возможности исследования динамики быстропротекающих нелинейных процессов, включая процессы многофотонной ионизации, а также характеристики сверхкоротких световых импульсов на основе фазовых измерений, производимых со сверхкоротким пробным импульсом.

**3.1.4. Многоволновые взаимодействия и генерация гармоник высокого порядка.** Когерентные многоволновые взаимодействия и генерация гармоник высокого порядка занимают важное место в нелинейной оптике полых волноводов: они позволяют достигать высоких эффективностей преобразования частоты и высоких уровней чувствительности методов когерентной нелинейной спектроскопии. В случае наличия световых импульсов накачки с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$  на входе волновода когерентные многоволновые взаимодействия приводят к

генерации новых частотных компонент с частотами  $\omega_{mn} = m\omega_1 \pm n\omega_2$ , где  $m$  и  $n$  — целые числа. Случаи  $m = 0$  и  $n = 0$  при этом соответствуют генерации гармоник  $n$ -го и  $m$ -го порядков излучения накачки с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$ .

Нелинейные процессы четных порядков, как правило, характеризуются значительно более низкими интенсивностями по сравнению с процессами нечетных порядков из-за общего свойства центральной симметрии газовой среды [29]. Однако нелинейно-оптические процессы четных порядков могут возникать при наличии неоднородностей среды либо поля, нарушающих центральную симметрию среды. Это может иметь место, например, в случае ионизации газа.

Специфика процессов когерентного многоволнового взаимодействия, связанная с волноводным распространением коротких импульсов в газе, наполняющем волновод, обусловлена большими длинами взаимодействия, которые в волноводном режиме обеспечиваются наличием волноводной составляющей дисперсии и возможностью нелинейно-оптического взаимодействия различных волноводных мод. Учет этих физических факторов необходим для оптимизации нелинейно-оптического преобразования частоты и формирования коротких импульсов в полых волноводах. В частности, увеличение длины нелинейно-оптического взаимодействия приводит к увеличению эффективности преобразования частоты только при условии компенсации фазовой расстройки на пространственном масштабе порядка длины волновода. Все эти факторы подробно рассматриваются в разделах 6 и 7 настоящего обзора.

**3.1.5. Вынужденное комбинационное рассеяние.** Вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) — одно из наиболее широко используемых и интенсивно исследуемых явлений нелинейной оптики. Эффект ВКР возникает за счет модуляции лазерного излучения молекулярными колебаниями среды. Высокая интенсивность и направленность излучения, возникающего в результате процесса ВКР, связаны с тем, что в отличие от спонтанного рассеяния света вынужденное рассеяние происходит на колебаниях молекул, возбужденных и сфазированных светом в большом объеме среды.

Возникающие в результате процесса ВКР множественные стоксовы и антистоксовы компоненты сдвинуты друг относительно друга на частоту  $\Omega$  молекулярных колебаний. Простая модель процесса ВКР приводит к интерпретации этого явления как гармонической модуляции фазы светового импульса с частотой  $\Omega$  молекулярных колебаний. По мере распространения импульса в комбинационно-активной среде спектр импульса обогащается стоксовыми и антистоксовыми компонентами. Возникающие при этом эквидистантные спектральные компоненты, как показано в работах [13–16] (см. раздел 8), можно использовать для синтеза предельно коротких световых импульсов.

**3.1.6. Эффекты, связанные с ионизацией газа.** В связи с тем, что целью нелинейно-оптических экспериментов, проводимых с полыми волноводами, является эффективное преобразование частоты либо формирование предельно коротких импульсов за счет использования оптических нелинейностей высоких порядков, в волновод можно заводить лазерные импульсы с достаточно

высокой плотностью мощности. При этих условиях эффекты, связанные с ионизацией, могут иметь существенное влияние как на дисперсионные, так и на нелинейно-оптические свойства газа, заполняющего волновод. В условиях, когда частота столкновений в плазме много меньше частоты оптического излучения, нелинейную добавку к показателю преломления газа, связанную с генерацией электронов, можно записать в виде

$$\Delta n = -\frac{\omega_p^2}{2\omega^2},$$

где  $\omega_p^2 = 4\pi e^2 N_e / m$  — плазменная частота,  $e$  — заряд электрона,  $N_e$  — электронная плотность плазмы,  $m$  — масса электрона.

Динамическое изменение оптических свойств газа в процессе прохождения короткого импульса по полному волноводу, в частности появление нелинейной добавки к показателю преломления, приводит к изменению условий фазового и группового согласования (см. раздел 7.3) и может служить причиной временного и пространственного само- и кросс-взаимодействия коротких световых импульсов. Как показано в работах [59], эти явления также можно использовать для получения сверхкоротких импульсов.

### 3.2. Общие физические принципы синтеза сверхкоротких импульсов путем генерации сфазированных эквидистантных спектральных компонент

В настоящем разделе мы остановимся на общих физических принципах синтеза сверхкоротких импульсов путем генерации сфазированных эквидистантных спектральных компонент. Данный подход лежит в основе интенсивно развивающегося в последнее время направления исследований, имеющих своей целью формирование предельно коротких световых импульсов. Активно обсуждаются две возможности получения подобных наборов спектральных компонент: 1) генерация гармоник высокого порядка и 2) генерация множественных стоксовых и антистоксовых компонент в результате процесса ВКР (см. раздел 8). В связи с этим представляется полезным качественно проиллюстрировать основную идею синтеза сверхкоротких импульсов с использованием такого подхода.

Рассмотрим суммарное поле набора  $N$  эквидистантных спектральных компонент с амплитудами  $A_n$ , фазами  $\varphi_n$  и частотами  $\omega_n = \omega_0 + n\delta\omega$  (где  $n = 1, 2, \dots, N$  и  $\delta\omega$  — межмодовый интервал):

$$E(t) = \sum_{n=1}^N A_n \cos(\omega_n t + \varphi_n). \quad (9)$$

Предположим, что все спектральные импульсы имеют одинаковые амплитуды и фазы. Тогда, вычисляя сумму в выражении (9), для интенсивности излучения получаем

$$I(t) = I_0 \frac{\sin^2(N\delta\omega t/2)}{\sin^2(\delta\omega t/2)}, \quad (10)$$

где  $I_0$  — интенсивность отдельной моды.

Как следует из формулы (10), временная зависимость полной интенсивности излучения в рассматриваемом случае имеет вид последовательности импульсов с рас-

стоянием между импульсами, равным  $\Delta t = 2\pi/\delta\omega$ , и длительностью импульсов в пуге, равной  $\tau = 2\pi/N\delta\omega$ . Таким образом, фазировка эквидистантных спектральных компонент является ключевым требованием синтеза сверхкоротких импульсов. Данное условие является необходимым независимо от того, получены ли эквидистантные компоненты методом генерации гармоник высокого порядка или в результате процесса ВКР. Пути решения задачи фазировки гармоник высокого порядка и множественных стоксовых и антистоксовых компонент подробно рассматриваются в разделах 7 и 8.

#### 4. Генерация сверхкоротких импульсов на основе фазовой самомодуляции лазерных импульсов в полном волноводе

Явление фазовой самомодуляции в наполненных газом полых волноводах является ключевым эффектом, позволяющим получать предельно короткие мощные световые импульсы [8, 9]. При анализе путей оптимизации компрессоров световых импульсов на основе наполненных газом полых волноводов необходимо иметь в виду, что волноводные моды полых оптических волокон характеризуются значительными оптическими потерями, обусловленными характером волноводного распространения оптического излучения в подобных волноводах. В связи с этим анализ влияния оптических потерь при нелинейно-оптических взаимодействиях в полых волноводах представляется исключительно важным для оптимизации параметров полых волноводов, используемых для получения сверхкоротких импульсов [52, 53].

Ниже мы исследуем уравнение фазовой самомодуляции короткого лазерного импульса в наполненном газом полном волноводе с потерями. Простое аналитическое решение этого уравнения позволяет установить основные черты процесса и учесть влияние оптических потерь волноводных мод при оптимизации параметров компрессоров импульсов на основе наполненных газом полых волноводов.

##### 4.1. Характеристики собственных мод полых волноводов

Будем предполагать, что определенная мода  $\text{EH}_{1n}$  полого волновода возбуждена на частоте основного излучения. Световой импульс, распространяющийся вдоль оси  $z$  в полном волноводе, заполненном газом с безынерционной керровской нелинейностью, представим в виде

$$E = \frac{1}{2} f^n(\rho) A^n(\eta^n, z) \exp \left[ -i\omega t + \left( iK^n - \frac{\alpha^n}{2} \right) z \right] + \text{c.c.} \quad (11)$$

Здесь  $\omega$  — центральная частота импульса,  $f^n(\rho)$ ,  $A^n(\eta^n, z)$ ,  $K^n$  и  $\alpha^n$  — поперечное распределение поля, медленно меняющаяся огибающая, константа распространения и коэффициент затухания, соответствующие моде  $\text{EH}_{1n}$  полого волновода,  $\eta^n = (t - z/v_n)/\tau$  — время, нормированное на длительность импульса  $\tau$  (в системе координат, движущейся с импульсом),  $v_n$  — групповая скорость.

Для собственных мод полого волновода зависимость от координаты распространения  $z$  содержит множитель  $\exp(iK^n z)$  аналогично случаю плоской волны. Однако

постоянная распространения  $K^n$  отличается от волнового числа  $k = \omega n/c$  волны в газе с показателем преломления  $n$  (см. раздел 4) из-за наличия ненулевой поперечной составляющей волнового числа в волноводных модах, формирующихся в результате отражения излучения от стенок волновода.

Предположим, что коэффициент затухания для рассматриваемого светового импульса мал, а длина волны много меньше радиуса сердцевины волновода  $a$ :

$$\frac{\omega a}{c} \gg 1, \quad (12)$$

$$\left| \frac{K^n c}{\omega n_1(\omega)} - 1 \right| \ll 1, \quad (13)$$

где  $n_1(\omega)$  — показатель преломления газа в полном волноводе для излучения с частотой  $\omega$ . При этих условиях можно воспользоваться приближенными аналитическими решениями для поперечного распределения поля и постоянных распространения электромагнитного поля в полном волноводе.

Для мод  $\text{EH}_{1n}$  полого волновода имеем [54, 55]

$$f^n(\rho) = J_0 \left( \frac{u^n \rho}{a} \right). \quad (14)$$

Здесь  $J_0(x)$  — функция Бесселя нулевого порядка,  $u^n$  — собственное значение характеристического уравнения для моды  $\text{EH}_{1n}$ . При этом константы распространения и коэффициенты затухания описываются выражениями [54]

$$K^n \approx \frac{\omega n_1(\omega)}{c} \left[ 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{u^n c}{a \omega n_1(\omega)} \right)^2 \right], \quad (15)$$

$$\alpha^n \approx \frac{2}{a n_1(\omega)} \left( \frac{u^n c}{a \omega} \right)^2 \frac{\varepsilon_2(\omega) + n_1^2(\omega)}{2n_1^2(\omega) (\varepsilon_2(\omega) - n_1^2(\omega))^{1/2}}, \quad (16)$$

где  $\varepsilon_2(\omega)$  — диэлектрическая проницаемость стенок волновода на частоте  $\omega$ .

Из выражения (15) видно, что постоянная распространения в полном волноводе отличается от волнового числа, описывающего распространение волны в газовой среде с показателем преломления  $n_1(\omega)$ . Данное обстоятельство открывает широкие возможности для достижения фазового и группового синхронизма при нелинейно-оптических взаимодействиях в полых волноводах.

##### 4.2. Уравнение фазовой самомодуляции и его решение

Используя процедуру, подобную описанной в работе [29], получаем уравнение для медленно меняющейся огибающей светового импульса:

$$\frac{dA^n}{dz} + \frac{\alpha^n}{2} A^n = i\gamma^n A^n |A^n|^2, \quad (17)$$

где нелинейный коэффициент  $\gamma^n$  может быть выражен через нелинейно-оптическую кубическую восприимчивость с соответствующими частотными аргументами:

$$\gamma^n = \frac{3\pi\omega^2}{2K^n c^2} \chi^{(3)}(\omega; \omega, -\omega, \omega) \frac{\iint [f^n(\rho)]^4 \rho \, d\rho \, d\theta}{\iint [f^n(\rho)]^2 \rho \, d\rho \, d\theta}. \quad (18)$$

Решая уравнение (17), находим амплитуду и фазу импульса:

$$A^n(\eta^n, z) = A_0^n(\eta^n) \exp \left[ i\varphi(\eta^n, z) - \frac{1}{2} \alpha^n z \right], \quad (19)$$

$$\varphi(\eta^n, z) = \frac{\gamma^n}{\alpha^n} |A_0^n(\eta^n)|^2 [1 - \exp(-\alpha^n z)]. \quad (20)$$

Соотношения (19) и (20) наглядно иллюстрируют физическую картину явления фазовой самомодуляции в наполненном газом полом волноводе и позволяют учесть влияние потерь волноводных мод при фазовой самомодуляции.

#### 4.3. Эволюция амплитуды и чирпа

Введем параметр  $\beta$ , характеризующий фазовую самомодуляцию — чирп — светового импульса:

$$\beta = \frac{\partial^2 \varphi(\eta^n, z)}{(\partial \eta^n)^2}. \quad (21)$$

Подставляя выражение (20) в (21), получаем

$$\beta(\eta^n, z) = \frac{\gamma^n}{\alpha^n} \frac{\partial^2 |A_0^n(\eta^n)|^2}{(\partial \eta^n)^2} [1 - \exp(-\alpha^n z)]. \quad (22)$$

Как следует из соотношений (19), (20) и (22), увеличение параметра чирпа  $\beta$  ограничено некоторой величиной, определяемой коэффициентом затухания  $\alpha$ . При этом амплитуда чирпированного импульса монотонно уменьшается с увеличением координаты  $z$  (рис. 1).

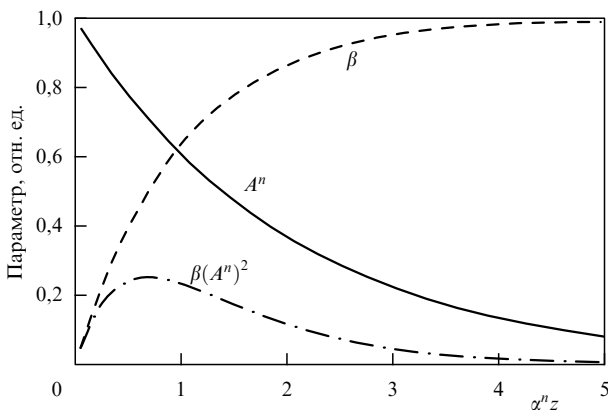


Рис. 1. Зависимость параметра чирпа  $\beta$ , амплитуды импульса  $A^n$  и величины  $\beta(A^n)^2$  от нормированной координаты  $\alpha^n z$  для светового импульса, распространяющегося в полом волноводе с потерями.

#### 4.4. Амплитуда сжатого импульса

Оценим амплитуду светового импульса, прошедшего через полый волновод, после компенсации его чирпа. Предполагая, что явление самомодуляции приводит к значительному уширению импульса:

$$\beta \gg \tau^{-2}, \quad (23)$$

можно считать, что отношение мощности импульса после компенсации его чирпа к исходной мощности пропорционально  $\beta$  [56]. Из вышесказанного следует,

что мощность импульса после компенсации чирпа пропорциональна произведению параметра чирпа и квадрата амплитуды импульса:

$$P_c \propto \beta(A^n)^2. \quad (24)$$

Как видно из рис. 1, существует некоторая зависящая от внутреннего радиуса волновода длина волокна  $L_{\text{опт}}$  (см. (19), (20) и (22)), при которой световой импульс, прошедший через волокно и компенсатор чирпа, будет иметь максимально возможную для данных условий мощность. Полученные соотношения позволяют оценить зависимость максимально возможной мощности сжатого импульса  $P_{\text{max}}$  от внутреннего радиуса волновода оптимальной длины  $L_{\text{опт}}$ . При заданной интенсивности импульса из (19), (20), (22) и (24) находим

$$P_{\text{max}} \propto a^5. \quad (25)$$

В случае заданной мощности интенсивность в полом волноводе пропорциональна  $a^{-2}$ . Следовательно, имеем  $A_0^n \sim a^{-1}$ . Используя это соотношение и выражения (19), (20), (22) и (24), получаем

$$P_{\text{max}} \sim a. \quad (26)$$

Из выражений (25) и (26) видно, что увеличение внутреннего диаметра полого волновода позволяет увеличивать амплитуду сжатого импульса как в случае заданной интенсивности, так и при заданной мощности импульса на входе волокна. Ограничения эффективности сжатия импульсов в таких условиях могут быть обусловлены в первую очередь возбуждением высших мод полого волновода.

Таким образом, приведенное выше простое аналитическое решение уравнения фазовой самомодуляции светового импульса в наполненном газом полом волноводе с потерями позволяет установить основные черты процесса и учесть влияние оптических потерь волноводных мод при оптимизации параметров компрессоров импульсов на основе наполненных газом полых волноводов. Анализ полученного решения показывает, что увеличение параметра чирпа светового импульса, испытывающего фазовую самомодуляцию в наполненном газом полом волноводе, ограничено некоторой величиной, определяемой коэффициентом потерь волноводной моды. При этом амплитуда чирпированного импульса монотонно уменьшается по мере распространения импульса в волноводе.

Необходимо отметить, что самомодуляция короткого светового импульса в полом волноводе может приводить к значительному уширению спектра этого импульса и к увеличению влияния эффектов, связанных с дисперсией групповой скорости. При этих условиях использования приближения первого порядка теории дисперсии может оказаться недостаточным.

### 5. Фазовая кросс-модуляция и управление сверхкороткими импульсами в полом волноводе

Управление параметрами коротких импульсов коротковолнового излучения, получаемого в результате нелинейно-оптических процессов в полых волноводах, может



осуществляться за счет эффекта фазовой кросс-модуляции [41, 42]. В частности, в случае генерации третьей гармоники (ГТГ) в полном волноводе импульс основного излучения, эффективно взаимодействующий с импульсом третьей гармоники и в то же время испытывающий достаточно сильную фазовую самомодуляцию, приводит к фазовой кросс-модуляции импульса третьей гармоники [41, 42].

Аналогичные явления, связанные с фазовой само- и кросс-модуляцией, наблюдаются в экспериментах по генерации третьей гармоники в поле сверхкоротких лазерных импульсов в условиях ионизации газа [57, 58], сопровождающейся временным самовоздействием световых импульсов и самодефокусировкой излучения накачки за счет наведенного профиля плотности плазменных электронов. Согласно результатам теоретического анализа, выполненного авторами [59], эффект фазовой самомодуляции за счет плазменной нелинейности в условиях ионизации в полном волноводе позволяет получать импульсы с линейным чирпом, который можно эффективно компенсировать при помощи дисперсионной линии задержки. (Анализу эффектов ионизации при генерации гармоник в полном волноводе посвящены также работы [60, 61].)

Рассмотрим процесс генерации третьей гармоники в полном оптическом волноводе, заполненном газовой средой с нелинейностью третьего порядка. При анализе данного явления мы используем приближение медленно меняющихся амплитуд, предполагая, что длительность световых импульсов велика по сравнению с периодом светового поля. Наглядные аналитические выражения, описывающие процесс генерации третьей гармоники в полном волноводе с учетом влияния само- и кросс-модуляции, можно получить в случае, когда можно ограничиться учетом эффектов дисперсии первого порядка. Подобное приближение широко используется в волноводной оптике [62–67] для получения качественного представления об основных закономерностях нелинейно-оптических процессов, которое удобно использовать в качестве исходного приближения для более точных, однако физически менее наглядных численных расчетов.

Представим импульсы основного излучения (накачки) и третьей гармоники, распространяющиеся вдоль оси  $z$  в полном волноводе, заполненном газом с безынерционной керровской нелинейностью, в виде

$$\mathbf{E}_p = \frac{1}{2} f_p^{n'n}(\mathbf{p}) \mathbf{e}_p^{n'n} A^{n'n}(t, z) \exp[-i(\omega t - K_p^{n'n} z)] + \text{c.c.}, \quad (27)$$

$$\mathbf{E}_h = \frac{1}{2} f_h^{m'm}(\mathbf{p}) \mathbf{e}_h^{m'm} B^{m'm}(t, z) \exp[-i(3\omega t - K_h^{m'm} z)] + \text{c.c.} \quad (28)$$

В соотношениях (27) и (28)  $\omega$  — центральная частота основного излучения, индексы "p" и "h" относятся к импульсам накачки и третьей гармоники соответственно,  $f_p^{n'n}(\mathbf{p})$  и  $f_h^{m'm}(\mathbf{p})$  — поперечные распределения поля основного излучения и третьей гармоники в полном волноводе, соответствующие собственным модам полого волновода с индексами  $n'$ ,  $n$  и  $m'$ ,  $m$ ,  $K_p^{n'n}$  и  $K_h^{m'm}$  — константы распространения импульсов накачки и третьей гармоники, отвечающие собственным модам полого волновода [54, 55],  $\mathbf{e}_p^{n'n}$  и  $\mathbf{e}_h^{m'm}$  — единичные векторы поляризаций импульсов основного излучения и

третьей гармоники,  $A^{n'n}(t, z)$  и  $B^{m'm}(t, z)$  — медленно меняющиеся амплитуды импульсов основного излучения и третьей гармоники. (Предполагается, что возбуждена вполне определенная волноводная мода на частоте основного излучения; индексы, соответствующие поперечной моде волны накачки, опущены для простоты записи.)

При выполнении неравенств (12) и (13) для основной частоты и ее третьей гармоники можно воспользоваться приближенными аналитическими решениями для поперечного распределения поля и постоянных распространения электромагнитного поля в полном волноводе [54]. В частности, для моды  $\text{EH}_{1m}$  полого волновода имеем

$$f_l^{1m}(\mathbf{p}) \equiv f_l^m(\mathbf{p}) = J_0\left(\frac{u_m \rho}{a}\right). \quad (29)$$

Здесь  $J_0(x)$  — функция Бесселя нулевого порядка,  $u_m$  — собственное значение моды  $\text{EH}_{1m}$  ( $l = p, h$ ),  $a$  — внутренний радиус полого волновода,

$$K_l^{1m} \equiv K_l^m \approx \frac{\omega_l n_1(\omega_l)}{c} \times \left[ 1 - \left( \frac{u_m c}{a \omega_l n_1(\omega_l)} \right)^2 \left( \frac{1}{2} + \frac{c}{a \omega_l} \text{Im} \mu(\omega_l) \right) \right], \quad (30)$$

где

$$\mu(\omega_l) = \frac{\varepsilon_2(\omega_l) + n_1^2(\omega_l)}{2n_1^2(\omega_l)(\varepsilon_2(\omega_l) - n_1^2(\omega_l))^{1/2}}$$

для  $\text{EH}$ -мод,  $\varepsilon_2(\omega_l)$  — диэлектрическая проницаемость стенок волновода на частоте  $\omega_l$ .

Уравнения для медленно меняющихся амплитуд импульсов накачки  $A^n(z, t) \equiv A^{1n}(z, t)$  и третьей гармоники  $B^m(z, t) \equiv B^{1m}(z, t)$  записываются в виде

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{v_p^n} \frac{\partial}{\partial z} \right) A^n = i \tilde{\gamma}_1^n |A^n|^2, \quad (31)$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{v_h^m} \frac{\partial}{\partial z} \right) B^m = i \tilde{\beta}^{mm} (A^n)^3 \exp(-i \Delta k^{mm} z) + 2i \tilde{\gamma}_2^{mm} B^m |A^n|^2. \quad (32)$$

Здесь  $v_p^n$  и  $v_h^m$  — групповые скорости импульсов накачки и третьей гармоники,

$$\Delta k^{mm} = K_h^m - 3K_p^n \approx \Delta k_0 + \Delta k_w^{mm} \quad (33)$$

— фазовая расстройка с учетом дисперсии волновода,

$$\Delta k_0 = \frac{\omega_h}{c} [n_1(\omega_h) - n_1(\omega_p)],$$

$$\Delta k_w^{mm} = \frac{c}{\omega_p} \left[ 3 \left( \frac{u_p^n}{a} \right)^2 - \frac{1}{3} \left( \frac{u_h^m}{a} \right)^2 \right]$$

— компоненты фазовой расстройки за счет дисперсии газа и волновода соответственно. (Полную фазовую расстройку можно представить в виде суммы двух компонент в случае, когда выполняется неравенство  $n_1(\omega_l) - 1 \ll 1$ .)

Нелинейные коэффициенты  $\tilde{\gamma}_1^m$ ,  $\tilde{\gamma}_2^{mm}$ ,  $\tilde{\beta}^{mm}$  в уравнениях (31) и (32) могут быть выражены через нелинейно-оптические кубические восприимчивости с соответствующими

щими частотными аргументами:

$$\tilde{\gamma}_1^n = \frac{3\pi\omega^2}{2K_p^n c^2} \mathbf{e}_p^{n*} \hat{\chi}^{(3)}(\omega; \omega, -\omega, \omega) \mathbf{e}_p^n \mathbf{e}_p^{n*} \mathbf{e}_p^n \times \frac{\iint [f_p^n(\boldsymbol{\rho})]^4 \rho \, d\rho \, d\theta}{\iint [f_p^n(\boldsymbol{\rho})]^2 \rho \, d\rho \, d\theta}, \quad (34)$$

$$\tilde{\gamma}_2^{mn} = \frac{27\pi\omega^2}{2K_h^m c^2} \mathbf{e}_h^{m*} \hat{\chi}^{(3)}(3\omega; 3\omega, -\omega, \omega) \mathbf{e}_h^m \mathbf{e}_p^{n*} \mathbf{e}_p^n \times \frac{\iint [f_h^m(\boldsymbol{\rho})]^2 [f_p^n(\boldsymbol{\rho})]^2 \rho \, d\rho \, d\theta}{\iint [f_h^m(\boldsymbol{\rho})]^2 \rho \, d\rho \, d\theta}, \quad (35)$$

$$\tilde{\beta}^{mn} = \frac{9\pi\omega^2}{2K_h^m c^2} \mathbf{e}_h^{m*} \hat{\chi}^{(3)}(3\omega; \omega, \omega, \omega) \mathbf{e}_p^n \mathbf{e}_p^{n*} \mathbf{e}_p^n \times \frac{\iint f_h^m(\boldsymbol{\rho}) [f_p^n(\boldsymbol{\rho})]^3 \rho \, d\rho \, d\theta}{\iint [f_h^m(\boldsymbol{\rho})]^2 \rho \, d\rho \, d\theta}. \quad (36)$$

Уравнения (31) и (32) аналогичны уравнениям, описывающим генерацию третьей гармоники в газовой среде с учетом эффектов фазовой самомодуляции и фазовой кросс-модуляции в приближении плоских волн. Нелинейное слагаемое в правой части (31) описывает эффект фазовой самомодуляции. Первое слагаемое в правой части (32) описывает нелинейную поляризацию среды третьего порядка, ответственную за генерацию третьей гармоники и фазовую кросс-модуляцию третьей гармоники за счет фазовой самомодуляции импульса основного излучения. Второе слагаемое в правой части (32) отвечает за фазовую кросс-модуляцию, возникающую вследствие модуляции показателя преломления на частоте третьей гармоники импульсом основного излучения.

При записи уравнения (32) предполагалось, что импульс третьей гармоники имеет достаточно малую интенсивность и фазовой самомодуляцией этого импульса можно пренебречь. Однако в отличие от приближения плоских волн уравнения (31) и (32) учитывают влияние волновода через константы распространения (30), групповые скорости накачки и третьей гармоники, а также нелинейные коэффициенты (34)–(36), записанные с учетом поперечных распределений полей накачки и

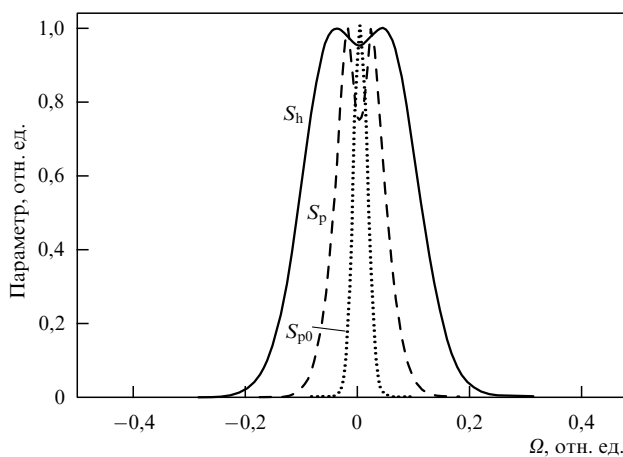


Рис. 2. Модуль спектра амплитуды моды  $\text{EH}_{11}$  импульса третьей гармоники  $S_h$  и импульса накачки на выходе из волновода  $S_p$  и на входе в волновод  $S_{p0}$  при  $P_{p0} = 2$  ГВт,  $p = 0,536$  атм.

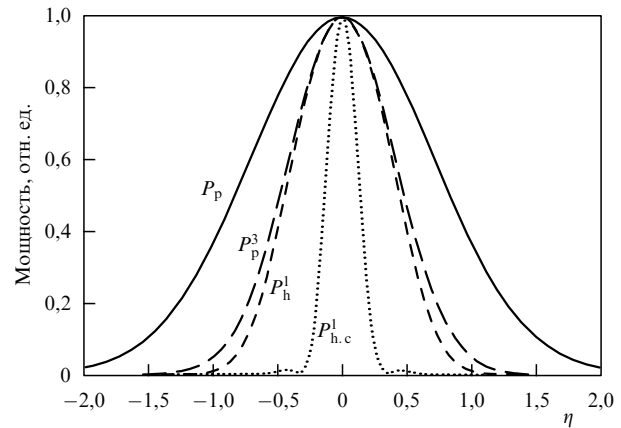


Рис. 3. Зависимость нормированных мощности импульса накачки  $P_p$ ,  $P_p^3$  и мощности моды  $\text{EH}_{11}$  импульса третьей гармоники на выходе из волновода  $P_h^1$  и после компенсации линейного чирпа  $P_{h.c}^1$  от бегущего времени  $\eta$  при  $P_{p0} = 2$  ГВт,  $p = 0,536$  атм.

третьей гармоники для соответствующих мод волновода. В частности, расстройка волновых векторов, входящая в уравнение (32) и определяющая эффективность генерации третьей гармоники, зависит не только от дисперсии газа, но и от дисперсии волноводных мод. Данное обстоятельство, как отмечалось в работах [40–42], дает возможность улучшения условий фазового согласования для определенной пары поперечных мод излучения накачки и третьей гармоники.

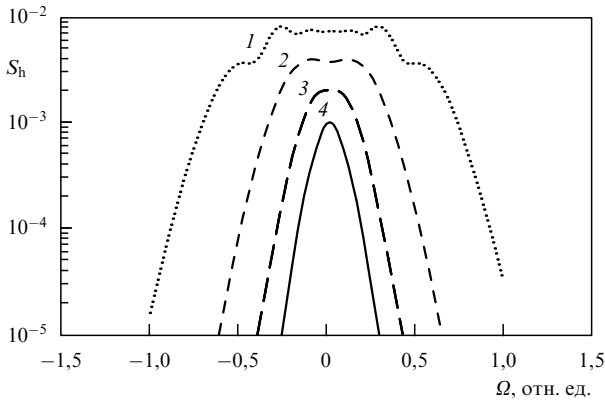
Решая систему уравнений (31) и (32), получаем следующие выражения для амплитуд импульсов основного излучения и третьей гармоники:

$$A^n(\eta_p^n, z) = A_0^n(\eta_p^n) \exp [i\tilde{\gamma}_1^n |A_0^n(\eta_p^n)|^2 z], \quad (37)$$

$$B^m(\eta_h^m, z) = i\tilde{\beta}^{mn} \exp \left[ 2i\tilde{\gamma}_2^{mn} \int_0^z |A_0^n(\eta_h^m + \zeta^{mn} z')|^2 dz' \right] \times \int_0^z dz' [A_0^n(\eta_h^m + \zeta^{mn} z')]^3 \times \exp \left[ -i\Delta k^{mn} z' + 3i\tilde{\gamma}_1^m |A_0^n(\eta_h^m + \zeta^{mn} z')|^2 z' - 2i\tilde{\gamma}_2^{mn} \int_0^{z'} |A_0^n(\eta_h^m + \zeta^{mn} z'')|^2 dz'' \right], \quad (38)$$

где  $\eta_l^m = (t - z/v_l^m)/\tau$  — время, нормированное на длительность импульса  $\tau$  падающего излучения (в системе координат, распространяющейся с одним из импульсов,  $l = p, h$ ),  $\zeta^{mn} = (1/v_h^m - 1/v_p^n)\tau^{-1}$ . Вследствие того, что наше рассмотрение ограничено первым порядком теории дисперсии, импульс основного излучения (37) распространяется в среде без изменения формы огибающей:  $A^n(\eta_p^n, z) = A_0^n(\eta_p^n)$ , где  $A_0^n(\eta_p^n)$  — форма огибающей на входе в среду.

Результаты численных расчетов, представленные на рис. 2, свидетельствуют о том, что импульс третьей гармоники промодулирован по фазе за счет эффектов фазовой кросс-модуляции, а его спектр значительно уширен даже по сравнению с импульсом накачки, испытывающим влияние фазовой самомодуляции. Благодаря этому импульс третьей гармоники можно эффективно сжать путем компенсации линейного чирпа (рис. 3). С ростом мощности накачки чирп импульса третьей гармоники и его спектральная ширина увеличиваются, что позволяет получать достаточно короткие импульсы на



**Рис. 4.** Модуль спектра амплитуды моды  $EH_{11}$  импульса третьей гармоники на выходе из волновода  $S_h$  для: (1)  $P_{p0} = 4$  ГВт,  $p = 0,549$  атм, (2)  $P_{p0} = 2$  ГВт,  $p = 0,536$  атм, (3)  $P_{p0} = 1$  ГВт,  $p = 0,545$  атм, (4)  $P_{p0} = 0,5$  ГВт,  $p = 0,549$  атм.

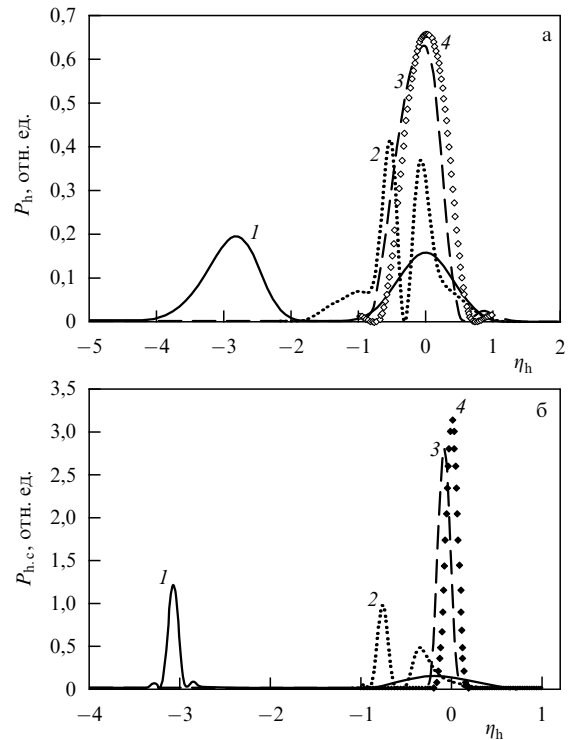
выходе компрессора (рис. 4). Необходимо отметить, однако, что увеличение мощности накачки может приводить к искажениям формы импульса третьей гармоники.

Таким образом, эффект фазовой кросс-модуляции, сопровождающий генерацию третьей гармоники в полном волноводе, дает возможность управлять chirпом третьей гармоники путем изменения амплитуды импульса накачки и параметров (давления и дисперсии) газа, заполняющего полый волновод, и тем самым формировать импульсы утроенной частоты с регулируемой длительностью.

В общем случае существенное влияние на процесс генерации третьей гармоники в поле коротких световых импульсов в полном волноводе могут оказывать эффекты, связанные с групповой задержкой импульсов накачки и третьей гармоники. Из представленных на рис. 5а результатов расчетов для огибающей мощности основной моды импульса третьей гармоники на выходе из волновода видно, что групповое запаздывание импульсов накачки и третьей гармоники приводит сначала к увеличению длительности импульса третьей гармоники (кривая 2, импульсы накачки и третьей гармоники разбегаются на расстояние  $\eta_h \equiv \eta_h^1 = 0,8$  на длине волновода), а затем (при дальнейшем уменьшении длительности импульса накачки) к разбиению третьей гармоники на два импульса (кривая 1, импульсы накачки и третьей гармоники разбегаются на расстояние  $\eta_h = 3$  на длине волновода).

Правый импульс на рис. 5а формируется в результате генерации третьей гармоники в области размером порядка когерентной длины  $l_{ph}^{11} = 1/\Delta k^{11}$  вблизи входного торца волновода, в то время как левый импульс соответствует генерации третьей гармоники в аналогичной области вблизи выходного торца. Мощность импульса третьей гармоники, генерируемого в центральной части волновода, оказывается пренебрежимо малой по сравнению с сигналом третьей гармоники, формируемым вблизи торцов волновода. Этот эффект легко объясняется с помощью формулы (38).

В самом деле, считая  $l_w \ll L$ , устремляя верхний предел интегрирования в (38) к бесконечности и учитывая, что при малых мощностях накачки второе и третье слагаемое в аргументе экспоненты малы по сравнению с первым, получаем, что мощность сигнала



**Рис. 5.** Зависимость мощности основной моды импульса третьей гармоники на выходе из волновода  $P_h \equiv P_h^1$  (а) и после компенсации линейного chirпа (б) от бегущего времени  $\eta_h$  при  $P_{p0} = 4$  ГВт,  $p = 0,52$  атм для длительности импульса накачки  $2\tau$ , равной 25 фс (1), 100 фс (2), 800 фс (3), и в пренебрежении эффектами группового запаздывания (4).

третьей гармоники определяется фурье-образом амплитуды импульса накачки в представлении  $\Delta k$ :

$$B^m(\eta_h^m, z) \approx i \frac{\tilde{\beta}^m}{\zeta^{mm}} \int_0^{z/\zeta^{mm}} d\eta'' [A_0^n(\eta_h + \eta'')]^3 \times \exp\left(-i \frac{\Delta k^{mm}}{\zeta^{mm}} \eta''\right).$$

С физической точки зрения низкая эффективность генерации третьей гармоники в центральной части волновода связана со значительной фазовой расстройкой накачки и третьей гармоники:  $\Delta k^{11}/\zeta^{11} \sim 100$  для импульсов длительностью 25 фс при давлении аргона 0,5 атм.

Важно отметить, что импульс третьей гармоники, возникающий вблизи выходного торца волновода, промодулирован по фазе гораздо сильнее и, соответственно, его можно сжать с более высокой эффективностью (рис. 5б), чем импульс третьей гармоники, формирующийся вблизи входного торца волновода. Вследствие эффекта фазовой самомодуляции импульс накачки вблизи выходного торца волновода промодулирован по фазе гораздо сильнее, чем вблизи входного торца. Благодаря этому импульс третьей гармоники, формирующийся у выходного торца волновода, характеризуется существенной фазовой модуляцией и его можно эффективно сжать путем компенсации chirпа. Соответствующие спектры импульса накачки и третьей гармоники представлены на рис. 6. Увеличение мощности накачки приводит к увеличению ширины спектра третьей гармоники (рис. 7), как и в случае малого группового запаздывания импульсов накачки и третьей гармоники.

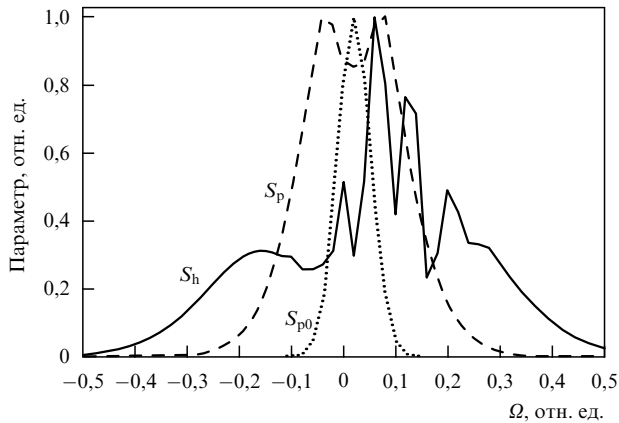


Рис. 6. Модуль спектра амплитуды моды  $EH_{11}$  импульса третьей гармоники  $S_h$  и импульса накачки на выходе из волновода  $S_p$  и на входе в волновод  $S_{p0}$  при  $P_{p0} = 2 \text{ ГВт}$ ,  $p = 0,506 \text{ атм}$ . Длительность импульса накачки  $2\tau = 50 \text{ фс}$ .

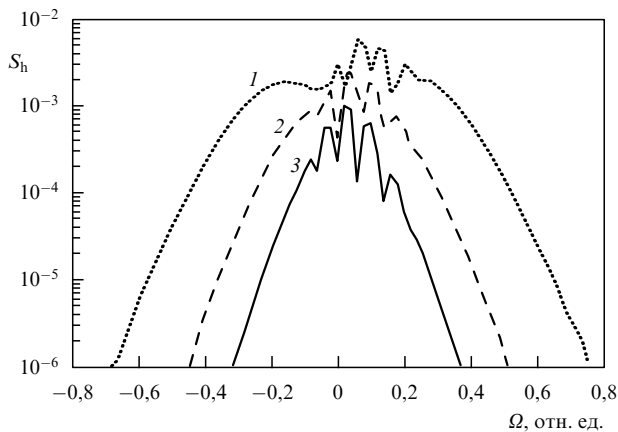


Рис. 7. Модуль спектра амплитуды моды  $EH_{11}$  импульса третьей гармоники на выходе из волновода для: (1)  $P_{p0} = 2 \text{ ГВт}$ ,  $p = 0,506 \text{ атм}$ , (2)  $P_{p0} = 1 \text{ ГВт}$ ,  $p = 0,514 \text{ атм}$ , (3)  $P_{p0} = 0,5 \text{ ГВт}$ ,  $p = 0,518 \text{ атм}$ . Длительность импульса накачки  $2\tau = 25 \text{ фс}$ .

Таким образом, в условиях значительного группового запаздывания импульсов накачки и третьей гармоники картина нелинейно-оптического взаимодействия коротких лазерных импульсов в полном волноводе, заполненном газом, оказывается значительно более сложной, чем в отсутствие группового запаздывания импульсов. Однако и при этих условиях явление фазовой кросс-модуляции дает возможность управлять параметрами импульсов, третьей гармоники (см. рис. 7) и формировать ультракороткие импульсы излучения ультрафиолетового диапазона.

Идея генерации сверхкоротких световых импульсов коротковолнового излучения с помощью фазовой кросс-модуляции при нелинейно-оптическом взаимодействии в полых волноводах реализована в работе [50], в которой исследовался процесс генерации разностной частоты, идущий по схеме  $3\omega = 2\omega + 2\omega - \omega$ , где  $\omega$  — излучение основной частоты лазера на сапфире с титаном (длина волны 800 нм),  $2\omega$  — излучение второй гармоники лазера (400 нм). Энергия излучения с частотой  $3\omega$  (270 нм) на выходе волновода достигала 10 мкДж. Коэффициент преобразования энергии второй гармоники в излучение

частоты  $3\omega$  превышал 20%. Длительность импульса основного излучения составляла 35 фс. При малых мощностях основного излучения длительность импульса излучения частоты  $3\omega$  составляла примерно 20 фс.

При увеличении мощности излучения основной частоты спектр излучения частоты  $3\omega$  испытывал значительное уширение за счет эффекта фазовой кросс-модуляции. Используя призмный компрессор, авторы работы [50] получили импульсы излучения  $3\omega$  с длительностью 8 фс и временным профилем достаточно высокого качества. Наблюдалось увеличение спектральной ширины импульса излучения  $3\omega$  с ростом мощности основного излучения. Согласно оценкам [50] спектральное уширение позволяет получать импульсы излучения с длиной волны 270 нм длительностью менее 3 фс.

## 6. Четырехволновые взаимодействия в полых волноводах и повышение чувствительности методов нелинейно-оптического газового анализа

### 6.1. Диагностический аспект

#### нелинейно-оптических процессов в полых волноводах

Ниже мы подробнее обсудим перспективы использования полых волнопроводов для увеличения чувствительности и расширения возможностей методов когерентной четырехфотонной спектроскопии [38, 47, 48]. Мы рассмотрим свойства нелинейно-оптических взаимодействий в наполненных газом полых волноводах, открывающие новые возможности для многочисленных практических приложений полых волнопроводов в нелинейной оптике, оптике сверхкоротких импульсов и нелинейной спектроскопии.

Одно из наиболее общих свойств волноводного режима нелинейно-оптических взаимодействий в полых волноводах связано с тем обстоятельством, что при использовании полого волновода имеется возможность достижения высоких плотностей мощности излучения путем фокусировки пучков накачки аналогично тому, как это делается в режиме жесткой фокусировки. Волноводный режим распространения излучения при этом обеспечивает геометрию взаимодействия, характерную для режима плоских волн, что позволяет существенно повысить эффективность процессов сложения частот по сравнению с режимом жесткой фокусировки пучков в среде с нормальной дисперсией.

Большинство экспериментов, посвященных нелинейно-оптическим процессам в полых волноводах, выполнялось с использованием фемтосекундных импульсов с высокой плотностью мощности. (Исключение составляет пионерская работа [38], в которой, однако, не рассматриваются процессы генерации суммарной частоты.) Запрет на генерацию третьей гармоники и суммарной частоты в газе с изначально положительной дисперсией при этих условиях может сниматься как за счет ионизации среды (данное явление неоднократно наблюдалось экспериментально [68–72]), так и за счет самовоздействия лазерных импульсов (которое также наблюдается в эксперименте [57, 58, 73]).

В экспериментах, которые рассматриваются ниже, удалось получить прямое доказательство возможности генерации суммарных частот и оптического умножения частоты в среде с нормальной дисперсией за счет

использования волноводного режима взаимодействия. Для этой цели использовались пикосекундные импульсы умеренной интенсивности (максимальные значения интенсивности лазерных импульсов в наших экспериментах достигали величин порядка  $10^{11}$  Вт см<sup>-2</sup>). Генерация третьей гармоники при жесткой фокусировке подобных импульсов в отсутствие волновода не наблюдалась, что свидетельствует о незначительности влияния возмущения среды и самих лазерных импульсов на результат нелинейно-оптического взаимодействия. Такой подход позволил исследовать основные свойства четырехволновых взаимодействий (ЧВВ) в волноводном режиме и изучить пути достижения фазового согласования при этих условиях.

Одним из важных результатов исследования явилось получение экспериментальных данных относительно существенного влияния, оказываемого на процессы четырехволновых взаимодействий волноводными модами высших порядков. Исследование четырехволновых взаимодействий пикосекундных импульсов представляет также значительный интерес с точки зрения возможности использования полых волноводов для повышения чувствительности методов нелинейно-оптического газового анализа. Пикосекундные импульсы часто оказываются предпочтительными при реализации стационарных спектроскопических схем, широко используемых для различных практических приложений и во многих случаях накладывающих ограничения на длительность импульсов.

## 6.2. Основные соотношения для четырехволнового взаимодействия в полых волноводах

**6.2.1. Амплитуда ЧВВ-сигнала.** В этом разделе мы изучим особенности ЧВВ-процессов в наполненных газом полых волноводах с учетом влияния эффектов фазового рассогласования, оптических потерь волноводных мод и волноводных мод высших порядков. Рассмотрим ЧВВ-процессы генерации третьей гармоники и генерации разностной частоты, приводящие к возникновению сигнала на частоте третьей гармоники в соответствии со следующими схемами ЧВВ:  $3\omega = \omega + \omega + \omega$  и  $3\omega = 2\omega + 2\omega - \omega$ , где  $\omega$  и  $2\omega$  — частоты излучения накачки (излучение основной частоты лазера накачки и его вторая гармоника). Как свидетельствуют экспериментальные данные [40], процессы такого типа позволяют добиться высоких эффективностей нелинейно-оптического преобразования частоты в полых волноводах.

Пусть излучение основной частоты и излучение второй гармоники (излучения накачки) распространяются в направлении оси  $z$  вдоль полого волновода с внутренним радиусом  $a$ . Пोलый волновод наполнен газом с кубичной нелинейностью и показателем преломления  $n$  и имеет оболочку с действительной диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon > n^2$ . Поля накачки и ЧВВ-сигнала при этом можно представить в виде

$$E_1 = \frac{1}{2} f_1^q(\rho) A_0^q \exp \left[ -i\omega t + \left( iK_1^q - \frac{\alpha_1^q}{2} \right) z \right] + \text{c.c.}, \quad (39)$$

$$E_2 = \frac{1}{2} \sum_l f_2^l(\rho) B_0^l \exp \left[ -2i\omega t + \left( iK_2^l - \frac{\alpha_2^l}{2} \right) z \right] + \text{c.c.}, \quad (40)$$

$$E_3 = \frac{1}{2} f_3^m(\rho) C^m(z) \exp \left[ -3i\omega t + iK_3^m z \right] + \text{c.c.} \quad (41)$$

Здесь  $f_1^q(\rho)$ ,  $f_2^l(\rho)$  и  $f_3^m(\rho)$  — поперечные распределения полей излучения основной частоты, второй гармоники и ЧВВ-сигнала, соответствующие модам  $\text{EH}_{1q}$ ,  $\text{EH}_{1l}$  и  $\text{EH}_{1m}$  полого волновода,  $\rho$  — расстояние до оси полого волновода,  $A_0^q$  и  $B_0^l$  — амплитуды полей излучения основной частоты и излучения второй гармоники на входе в волновод,  $C^m(z)$  — медленно меняющаяся амплитуда ЧВВ-сигнала,  $K_1^q$ ,  $K_2^l$  и  $K_3^m$  — постоянные распространения излучения основной частоты, второй гармоники и ЧВВ-сигнала,  $\alpha_1^q$  и  $\alpha_2^l$  — коэффициенты затухания волноводной моды  $\text{EH}_{1q}$  на основной частоте и волноводной моды  $\text{EH}_{1l}$  на частоте второй гармоники.

Представление поля второй гармоники в (40) в виде суммы мод полого волновода позволяет описать ЧВВ-процессы генерации разностной частоты, в которых две волны накачки с одинаковой частотой  $2\omega$  имеют поперечные распределения поля, соответствующие двум различным волноводным модам  $\text{EH}_{1l'}$  и  $\text{EH}_{1l''}$  (т.е.  $l = l', l''$ ).

Предположим, что коэффициент затухания для каждой из рассматриваемых волноводных мод мал, а длины волн много меньше радиуса сердцевины волновода  $a$ , так что неравенства (2) и (3) выполняются для всех рассматриваемых частот. При этих условиях можно воспользоваться приближенными аналитическими решениями (14)–(16) для поперечного распределения поля, постоянных распространения и коэффициентов затухания электромагнитного поля в полом волноводе.

Уравнение для медленно меняющейся амплитуды третьей гармоники в полом волноводе с потерями записывается следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} C_{\text{THG}}^m + \frac{\alpha_3^m}{2} C_{\text{THG}}^m &= \\ &= i\beta_{\text{THG}}^{mq} (A_0^q)^3 \exp \left( -i\Delta k_{\text{THG}}^{mq} z - \frac{3\alpha_1^q z}{2} \right), \end{aligned} \quad (42)$$

где  $\alpha_3^m$  — коэффициент затухания моды  $\text{EH}_{1m}$  излучения третьей гармоники. Фазовая расстройка в этом случае имеет вид

$$\Delta k_{\text{THG}}^{mm} = K_3^m - 3K_1^q \approx \Delta k_{\text{THG}}^g + \Delta k_{\text{THG}}'^{mq}, \quad (43)$$

с компонентами фазовой расстройки за счет дисперсии газа и волновода

$$\Delta k_{\text{THG}}^g = \frac{3\omega}{c} [n(3\omega) - n(\omega)], \quad (44)$$

$$\Delta k_{\text{THG}}'^{mq} = \frac{c}{2\omega a^2} \left[ 3(u^q)^2 - \frac{(u^m)^2}{3} \right]. \quad (45)$$

(Полную фазовую расстройку можно представить как сумму двух компонент в случае, когда  $n(\omega)$ ,  $n(3\omega) \approx 1$ .)

Нелинейный коэффициент  $\beta_{\text{THG}}^{mq}$  можно выразить через соответствующую нелинейно-оптическую кубическую восприимчивость [48]:

$$\beta_{\text{THG}}^{mq} = \frac{9\pi\omega^2}{2K_3^m c^2} \chi_{\text{THG}}^{(3)} \frac{\iint f_3^m(\rho) [f_1^q(\rho)]^3 \rho \, d\rho \, d\theta}{\iint [f_3^m(\rho)]^2 \rho \, d\rho \, d\theta}. \quad (46)$$

Здесь  $\chi_{\text{THG}}^{(3)}$  — нелинейная восприимчивость третьего порядка, ответственная за процесс генерации третьей гармоники.

Интегрируя уравнение (42), приходим к следующему выражению для амплитуды моды  $EH_{1m}$  третьей гармоники:

$$C_{\text{THG}}^m = i\beta_{\text{THG}}^{mq} (A_0^q)^3 \times \left\{ \exp\left[-\frac{\alpha_3^m}{2} L\right] - \exp\left[\left(-\frac{3\alpha_1^q}{2} - i\Delta k_{\text{THG}}^{mq}\right) L\right] \right\} \times \left(\frac{\alpha_3^m - 3\alpha_1^q}{2} - i\Delta k_{\text{THG}}^{mq}\right)^{-1} \quad (47)$$

( $L$  — длина полого волновода, заполненного газом).

В предельном случае малых потерь при нулевой фазовой расстройке выражение (47) приводится к виду

$$C_{\text{THG}}^m = i\beta_{\text{THG}}^{mq} (A_0^q)^3 L. \quad (48)$$

Используя (48), для мощности сигнала третьей гармоники получаем оценку

$$P_{\text{THG}} \sim P_1^3 \frac{L^2}{a^4}, \quad (49)$$

где  $P_1$  — мощность излучения основной частоты.

В случае процесса генерации разностной частоты  $3\omega = 2\omega + 2\omega - \omega$  с участием моды  $EH_{1q}$  излучения основной частоты и мод  $EH_{1l'}$  и  $EH_{1l''}$  излучения второй гармоники в полом волноводе с потерями уравнение для медленно меняющейся амплитуды сигнала разностной частоты, возбуждаемого в волноводной моде  $EH_{1m}$ , записывается следующим образом:

$$\frac{d}{dz} C_{\text{DFG}}^m + \frac{\alpha_3^m}{2} C_{\text{DFG}}^m = i\beta_{\text{DFG}}^{ml'l''q} A_0^q B_0^{l'} B_0^{l''} \times \exp\left(-i\Delta k_{\text{DFG}}^{ml'l''q} z - \frac{\alpha_1^q + \alpha_2^{l'} + \alpha_2^{l''}}{2} z\right), \quad (50)$$

где фазовая расстройка с учетом дисперсии волноводных мод имеет вид

$$\Delta k_{\text{DFG}}^{ml'l''q} = K_3^m - K_2^{l'} - K_2^{l''} + K_1^q \approx \Delta k_{\text{DFG}}^g + \Delta k_{\text{DFG}}^{lml'l''q}, \quad (51)$$

с компонентами фазовой расстройки, связанными с дисперсией газа и волноводных мод,

$$\Delta k_{\text{DFG}}^g = \frac{\omega}{c} [3n(3\omega) - 4n(2\omega) + n(\omega)], \quad (52)$$

$$\Delta k_{\text{DFG}}^{lml'l''q} = \frac{c}{2\omega a^2} \left[ \frac{(u^{l'})^2}{2} + \frac{(u^{l''})^2}{2} - \frac{(u^m)^2}{3} - (u^q)^2 \right]. \quad (53)$$

Нелинейный коэффициент можно выразить через соответствующую нелинейно-оптическую кубическую восприимчивость [48]:

$$\beta_{\text{DFG}}^{ml'l''q} = \frac{27\pi\omega^2}{K_3^m c^2} \chi_{\text{DFG}}^{(3)} \frac{\iint f_3^m(\rho) f_2^{l'}(\rho) f_2^{l''}(\rho) f_1^q(\rho) \rho \, d\rho \, d\theta}{\iint [f_3^m(\rho)]^2 \rho \, d\rho \, d\theta}. \quad (54)$$

Здесь  $\chi_{\text{DFG}}^{(3)}$  — нелинейная восприимчивость третьего порядка, ответственная за процесс генерации разностной частоты.

Интегрируя уравнение (50), получаем следующее выражение для амплитуды сигнала разностной частоты,

возбуждаемого в волноводной моде  $EH_{1m}$ :

$$C_{\text{DFG}}^m = i\beta_{\text{DFG}}^{ml'l''q} A_0^q B_0^{l'} B_0^{l''} \left\{ \exp\left[-\frac{\alpha_3^m}{2} L\right] - \exp\left[\left(-\frac{\alpha_1^q + \alpha_2^{l'} + \alpha_2^{l''}}{2} - i\Delta k_{\text{DFG}}^{ml'l''q}\right) L\right] \right\} \times \left(\frac{\alpha_3^m - \alpha_1^q - \alpha_2^{l'} - \alpha_2^{l''}}{2} - i\Delta k_{\text{DFG}}^{ml'l''q}\right)^{-1}. \quad (55)$$

В предельном случае малых потерь при нулевой фазовой расстройке выражение (55) приводится к виду

$$C_{\text{DFG}}^m = i\beta_{\text{DFG}}^{ml'l''q} A_0^q B_0^{l'} B_0^{l''} L. \quad (56)$$

Используя (56), для мощности сигнала гармоники получаем оценку

$$P_{\text{DFG}} \sim P_1 P_2' P_2'' \frac{L^2}{a^4}, \quad (57)$$

где  $P_2'$  и  $P_2''$  — мощности излучения накачки на частоте второй гармоники в соответствующих волноводных модах.

Выражения (49) и (57) позволяют установить зависимость мощности ЧВВ-сигнала от геометрических размеров полого волновода. В разделе 6.2.2 мы воспользуемся этими формулами для пояснения физических причин увеличения эффективности ЧВВ-процессов за счет использования нелинейных взаимодействий коротких импульсов накачки в полых волноводах.

**6.2.2. Увеличение эффективности ЧВВ в волноводном режиме.** Для того чтобы пояснить, как эффективность ЧВВ-процессов может быть увеличена за счет использования нелинейных взаимодействий коротких световых импульсов в полых волноводах, приведем основные выражения элементарной теории четырехволновых взаимодействий. Выражения для мощности сигналов, возникающих в результате ЧВВ-процессов генерации третьей гармоники и генерации разностной частоты (в общем случае  $\omega_{\text{DFG}} = 2\omega_2 - \omega_1$ ), приведены во многих учебниках по нелинейной оптике (см., например, [29, 30]).

В режиме слабой фокусировки, когда выполнено условие

$$b \gg L \quad (58)$$

( $b$  — конфокальный параметр), соответствующие выражения для мощности можно записать в виде

$$P_{\text{THG}} \sim P_1^3 \frac{L^2 \sin^2[(\Delta k + 4/b)L/2]}{b^2 [(\Delta k + 4/b)L/2]^2} \quad (59)$$

в случае генерации третьей гармоники и в виде

$$P_{\text{DFG}} \sim P_1 P_2' \frac{L^2 \sin^2(\Delta k L/2)}{b^2 (\Delta k L/2)^2}, \quad (60)$$

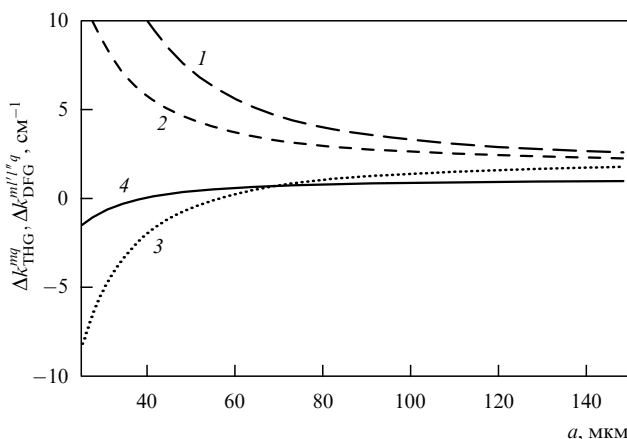
в случае генерации разностной частоты. В формулах (59) и (60)  $P_1$  и  $P_2$  — мощности пучков накачки,  $\Delta k$  — фазовая расстройка для соответствующего ЧВВ-процесса.

Рассмотрим подробнее увеличение эффективности ЧВВ-процессов в полых волноводах относительно геометрии жесткой фокусировки за счет увеличения длины

взаимодействия световых пучков. С физической точки зрения эффективность ЧВВ-процесса увеличивается в полом волноводе благодаря тому обстоятельству, что использование полого волновода позволяет достичь уровней интенсивности излучения, характерных для режима жесткой фокусировки, а волноводный режим обеспечивает большую длину взаимодействия пучков в режиме, близком к режиму плоских волн.

Так как интенсивность ЧВВ-сигнала пропорциональна интенсивностям пучков накачки, мощность ЧВВ-сигнала можно увеличивать путем уменьшения диаметра полого волновода при неизменной мощности пучков накачки до тех пор, пока выполняется условие фазового согласования и мало затухание взаимодействующих волн в волноводе. Роль полого волновода, таким образом, заключается в обеспечении режима взаимодействия коллимированных пучков (ср. формулы (59), (60) и (49), (57)) для световых пучков, имеющих интенсивности жестко сфокусированных пучков, и одновременно увеличению длины взаимодействия для этих пучков, в том числе путем решения проблемы фазового согласования.

На рисунке 8 приведены рассчитанные по формулам (43)–(45) и (51)–(53) зависимости фазовой расстройки для процессов генерации третьей гармоники и генерации разностной частоты с участием различных волноводных мод от радиуса полого волновода, наполненного воздухом при нормальных условиях. Как видно из приведенных зависимостей, при правильном выборе радиуса полого волновода фазовая расстройка для процесса генерации разностной частоты с участием низших волноводных мод излучений накачки и сигнала обращается в нуль. В случае генерации третьей гармоники в поле накачки с поперечным распределением интенсивности, соответствующим основной моде, условие фазового согласования может быть выполнено только для высших мод полого волновода. Проблему фазового согласования при этих условиях можно решить путем изменения давления газа, выбора параметров волновода и возбуждения соответствующих волноводных мод [40–42].



**Рис. 8.** Зависимости фазовой расстройки от внутреннего радиуса полого волновода  $a$  для процессов генерации третьей гармоники (1–3) и генерации разностной частоты (4) в полом волноводе, наполненном воздухом при нормальных условиях. Поперечное распределение поля накачки соответствует моде  $EH_{11}$ . Третья гармоника генерируется в моде  $EH_{11}$  (1),  $EH_{12}$  (2),  $EH_{13}$  (3), сигнал разностной частоты — в моде  $EH_{11}$ .

Таким образом, существуют два простейших способа повышения эффективности нелинейно-оптических процессов в полых волноводах: 1) увеличение длины волновода и 2) уменьшение внутреннего радиуса волновода. Очевидно, имеются пределы для повышения фактора эффективности взаимодействия. Увеличение длины волновода ограничивается потерями, которыми характеризуются моды полых волноводов, а уменьшение внутреннего радиуса волновода означает необходимость более жесткой фокусировки излучения накачки, что в конечном итоге приводит к пробое газа, заполняющего волновод. Уменьшение длительности импульса при этом позволяет повысить эффективность нелинейно-оптических процессов за счет увеличения порога пробоя.

### 6.2.3. Снятие запрета на генерацию третьей гармоники.

Полые волноводы играют еще более важную роль в случае процессов генерации суммарной частоты и генерации третьей гармоники. В средах с нормальной дисперсией подобные ЧВВ-процессы характеризуются низкой эффективностью в режиме жесткой фокусировки излучения из-за дополнительного набега фазы сфокусированного пучка относительно фазы плоской волны. Вблизи оси гауссова пучка этот сдвиг описывается выражением [30]

$$\Delta\varphi = -\arctan \frac{2(z - z_0)}{b}, \quad (61)$$

где  $z_0$  — координата перетяжки сфокусированного пучка.

В соответствии с (61) фазовый сдвиг между полем третьей гармоники и нелинейной поляризацией, ответственной за ее генерацию, стремится к  $\pm\pi$  при  $z \rightarrow \pm\infty$ . Таким образом, из-за деструктивной интерференции поля накачки и полей третьей гармоники, генерируемых до и после фокуса, нелинейный сигнал на выходе из среды обращается в нуль.

Ситуация радикальным образом изменяется в случае полых волноводов, в которых световые пучки взаимодействуют в режиме коллимированных пучков и сдвиг фаз, равный  $\pm\pi$ , не возникает, что обеспечивает возможность эффективной генерации третьей гармоники. Ниже представлены экспериментальные данные, подтверждающие этот вывод.

### 6.3. Экспериментальная техника

Экспериментальная установка для исследования ЧВВ-процессов в наполненных газом полых волноводах (рис. 9) состояла из пикосекундной лазерной системы, генерировавшей излучение на длинах волн 1,06 и 0,53 мкм, полого волновода и системы регистрации на основе фотодетектора, фотоумножителя и ПЗС-камеры. Пикосекундная система включала в себя задающий генератор на кристалле  $Nd:YAG$  с пассивной синхронизацией мод и управляемой добротностью резонатора [71], систему выделения одиночных импульсов и усилительные каскады. Пассивная синхронизация мод в задающем генераторе осуществлялась при помощи пленочного насыщающегося поглотителя, который помещался перед глухим зеркалом резонатора и позволял получать импульсы длительностью 35 пс.

Отрицательная обратная связь в установке реализовывалась путем внесения в резонатор задающего лазера электрооптического затвора, управляемого быстродействующим фотоумножителем, на вход которого пода-

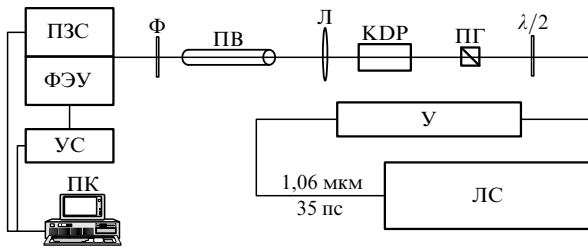


Рис. 9. Экспериментальная установка для исследования ЧВВ-процессов в наполненных газом полых волноводах на основе пикосекундной лазерной системы с пассивной синхронизацией мод: ЛС — пикосекундная лазерная система, У — система усиления, ПГ — призма Глана, Л — ахроматическая линза, ПВ — полый волновод, Ф — фильтр, ФЭУ — фотоумножитель, ПЗС — ПЗС-матрица, УС — система обработки сигнала, ПК — персональный компьютер.

вался оптический сигнал. Система отрицательной обратной связи позволяла существенно повысить стабильность параметров лазерных импульсов [74] и обеспечивала генерацию цугов пикосекундных импульсов с длительностью огибающей порядка 30–40 мкс. После достижения стационарного режима генерации система отрицательной обратной связи отключалась и лазер переходил в режим генерации коротких цугов пикосекундных импульсов с длительностью около 100 нс и энергией около 1,5 мДж.

Для выделения одиночного импульса использовался электрооптический затвор. Энергия выделенного импульса длительностью 35 пс составляла 30–40 мкДж. Система выделения одиночного импульса служила также в качестве оптической развязки, которая предотвращала возникновение паразитной обратной связи между усилительными каскадами и задающим генератором и устраняла влияние излучения, отраженного от оптических элементов усилительной системы, на формирование цуга импульсов в задающем генераторе. (Более подробное описание лазерной системы приведено в работах [71, 74].)

Одиночный импульс излучения с длиной волны 1,06 мкм проходил через три каскада усиления. Энергия лазерного импульса на выходе третьего каскада достигала 50 мДж. Пространственное распределение интенсивности в сечении пучка усиленного излучения было

близко к гауссову. Это излучение использовалось в качестве накачки в схемах генерации третьей гармоники, а также генерации суммарной и разностной частот. В экспериментах с двухчастотной накачкой использовалось излучение второй гармоники лазера на Nd:YAG, получаемое при помощи кристалла KDP. Пучки накачки заводились в полый волновод сферической линзой.

В экспериментах использовались полые оптические волокна с внутренним диаметром 70, 100, 127, 152, 203 мкм и длиной от 1 до 30 см. Коэффициенты ослабления излучения с длиной волны 1,06 мкм, измеренные для этих волноводов, составляли 0,6, 0,2, 0,1, 0,06 и 0,04 дБ см<sup>-1</sup> соответственно. Сигналы, получаемые в результате процессов генерации третьей гармоники, а также генерации суммарной и разностной частот в полном волноводе, выделялись монохроматором и фильтрами и регистрировались фотоумножителем. Исследование пространственного профиля пучка накачки, третьей гармоники, а также сигналов суммарной и разностной частот осуществлялось при помощи ПЗС-матрицы.

Для измерения зависимостей нелинейно-оптических сигналов от давления газа в волноводе использовалась экспериментальная установка (рис. 10), состоявшая из пикосекундного лазера, вакуумной камеры, в которую помещался полый волновод, и системы регистрации на основе фотоумножителя. Лазер на кристалле Nd:YAG позволял получать импульсы излучения с длиной волны 1,06 и 0,53 мкм и длительностью 50 пс. Максимальная энергия излучения с длиной волны 1,06 мкм достигала 100 мДж. Для удвоения частоты использовался кристалл KDP.

Излучение накачки заводилось в волновод ахроматической линзой. Энергии пучков накачки на выходе из волновода контролировались при помощи пары фотодиодов. Энергии импульсов основного излучения и второй гармоники составляли в экспериментах 1 и 0,1 мДж соответственно. Сигнал, генерируемый в процессе нелинейно-оптического взаимодействия в полном волноводе, регистрировался фотоумножителем и обрабатывался при помощи цифрового осциллографа. Результат усреднения сигнала по 30 импульсам сохранялся на персональном компьютере.

#### 6.4. Влияние высших волноводных мод

Результаты экспериментальных исследований [47, 48] подтверждают ожидания относительно общего увеличения эффективности ЧВВ-процессов за счет использования полых волноводов, снятия запрета на генерацию третьей гармоники, а также существенного влияния эффектов фазового синхронизма и заметной роли высших волноводных мод. Процессы четырехволнового взаимодействия  $3\omega = 2\omega + 2\omega - \omega$  в различных модах полого волновода, наблюдавшиеся в экспериментах [47, 48], приведены в табл. 1, где также показаны поперечные распределения интенсивности светового поля в волноводных модах.

Экспериментально измеренная мощность сигнала разностной частоты  $\omega_{DFG} = 2\omega_2 - \omega_1$  (где  $\omega_1$  — частота основного излучения Nd:YAG-лазера,  $\omega_2 = 2\omega_1$  — частота излучения второй гармоники) увеличивается линейно с ростом мощности излучения основной частоты и квадратично с ростом мощности излучения второй гармоники. Полученные результаты свидетельствуют о том, что в исследуемом диапазоне интенсив-

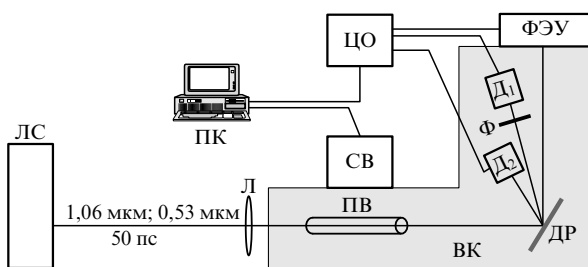
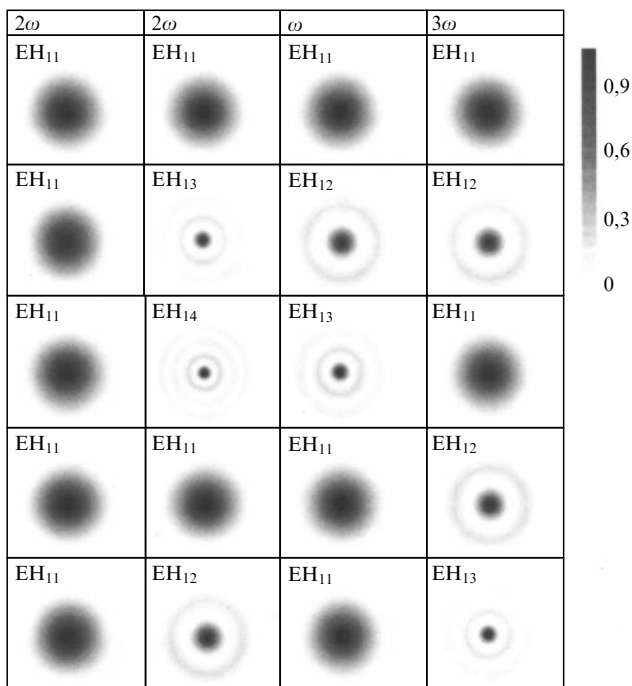


Рис. 10. Экспериментальная установка для исследования влияния давления газа в полном волноводе на ЧВВ-процессы: ЛС — пикосекундная лазерная система, Л — ахроматическая линза, ВК — вакуумная камера, ПВ — полый волновод, ДР — дифракционная решетка, ФЭУ — фотоумножитель, Ф — фильтр для выделения основного излучения, Д<sub>1</sub> и Д<sub>2</sub> — фотодиоды для контроля энергии основного излучения и второй гармоники, ЦО — цифровой осциллограф, СВ — система напуска газа, управляемая персональным компьютером ПК.



**Таблица 1.** Процессы четырехволнового взаимодействия  $3\omega = 2\omega + 2\omega - \omega$  в модах полого волновода и поперечные распределения интенсивности светового поля



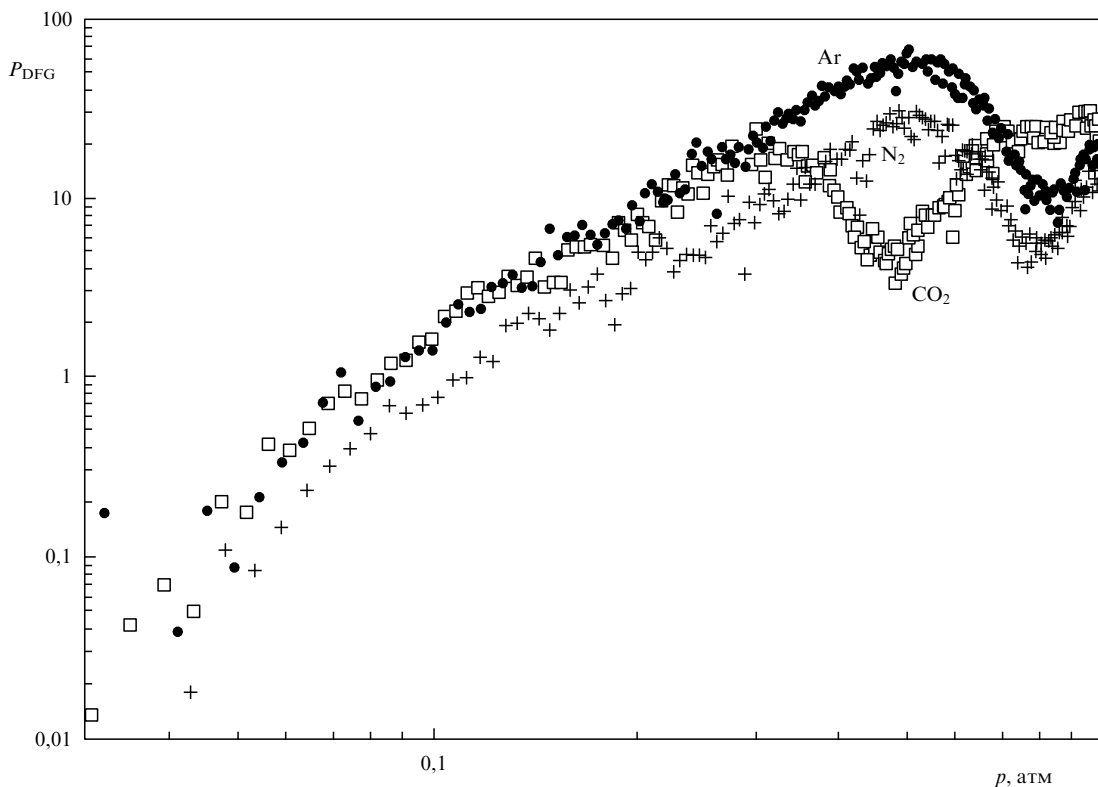
ностей импульсов накачки эффекты, связанные с ионизацией среды, и самовоздействие импульсов накачки не играют заметной роли в процессах нелинейно-оптического взаимодействия. Этот вывод подтверждается также тем фактом, что при фокусировке пучков накачки с теми же параметрами фокусировки, что и в экспери-

ментах с полыми волноводами, но в отсутствие волновода генерация третьей гармоники (которая легко регистрируется в условиях ионизации среды и связанного с ней самовоздействия импульсов накачки [57, 58]), не наблюдалась.

Влияние эффектов фазового синхронизма на ЧВВ-процессы в полых волноводах иллюстрируются экспериментальными данными, представленными на рис. 11. Результаты эксперимента свидетельствуют о том, что зависимости мощности сигнала разностной частоты от давления газа в полном волноводе оказываются качественно схожими для газов, дисперсионные свойства которых в исследуемом частотном диапазоне различаются незначительно. Так, зависимости мощности сигнала разностной частоты от давления аргона и азота в полном волноводе обнаруживают качественно сходные тенденции.

В то же время зависимость мощности сигнала разностной частоты, полученная для углекислого газа, качественно отличается от аналогичных кривых для аргона и азота (см. рис. 11). Это вызвано существенными отличиями свойств дисперсии углекислого газа от свойств дисперсии аргона и азота. В частности, при атмосферном давлении углекислого газа фазовая расстройка  $\Delta k_{DFG}^g = 1,8 \text{ см}^{-1}$ , что существенно отличается от фазовой расстройки, соответствующей атмосферному давлению азота и аргона ( $\Delta k_{DFG}^g = 1 \text{ см}^{-1}$ ).

Сравнение экспериментальных данных, приведенных на рис. 12–14, с расчетами, выполненными в соответствии с формулами (51)–(53) и (55), указывает на заметную роль высших волноводных мод в процессах нелинейно-оптического взаимодействия в полых волноводах. Показательными в этом отношении являются



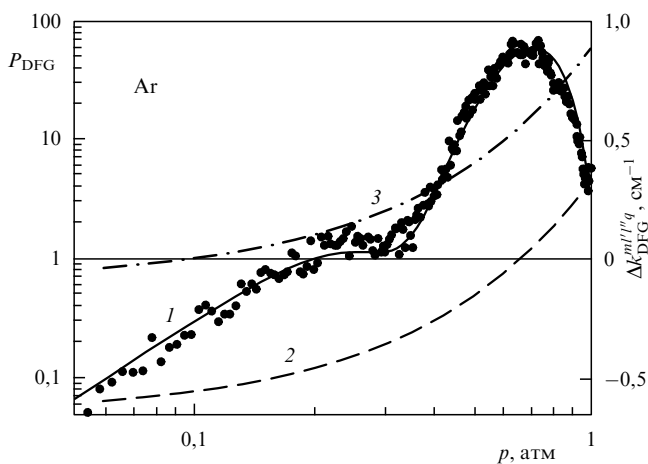
**Рис. 11.** Зависимости мощности сигнала разностной частоты в полном волноводе, наполненном Ar, N<sub>2</sub> и CO<sub>2</sub>, от давления газа  $p$ . Длина волновода 19,3 см, внутренний диаметр 127 мкм.

результаты, полученные для процесса генерации разностной частоты  $\omega_{DFG} = 2\omega_2 - \omega_1$  ( $3\omega = 2\omega + 2\omega - \omega$ ) в заполненном аргоном волноводе длиной 17,4 см и внутренним диаметром  $a = 100$  мкм.

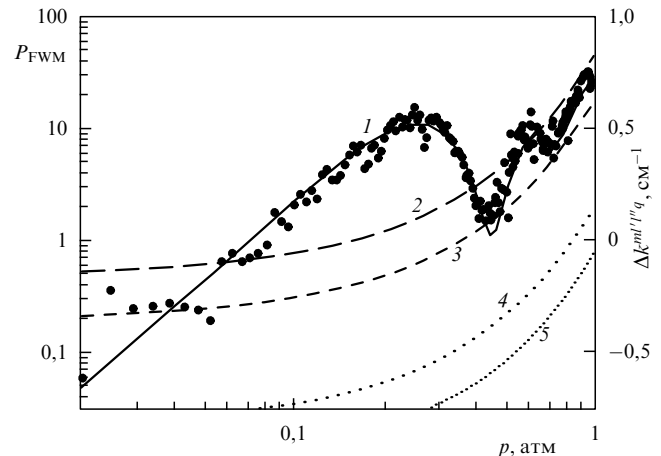
Хорошее согласие между экспериментальными данными (точки) и результатами расчетов (кривые 1) достигается при учете вклада высших волноводных мод. В частности, экспериментальную зависимость, представленную на рис. 12, можно с хорошей точностью воспроизвести на основе формул (51)–(53) и (55), если принять во внимание не только процесс генерации разностной частоты, происходящий в основной волноводной моде, когда излучение основной частоты, вторая гармоника и сигнал разностной частоты имеют пространственный профиль распределения интенсивности, характерный для мод  $EH_{11}$  полого волновода (первая строка табл. 1), но и ЧВВ-процесс, идущий с участием моды  $EH_{12}$  основного излучения,  $EH_{11}$  и  $EH_{13}$  мод второй гармоники и  $EH_{12}$  моды сигнала разностной частоты (вторая строка табл. 1).

Максимум сигнала разностной частоты, который наблюдается при давлении аргона около 0,7 атм соответствует достижению фазового согласования для процесса генерации разностной частоты в основной волноводной моде (кривая 2 на рис. 12). При более низких давлениях возрастает роль процесса генерации разностной частоты с участием моды  $EH_{12}$  основного излучения, мод  $EH_{11}$  и  $EH_{13}$  второй гармоники и моды  $EH_{12}$  сигнала разностной частоты (кривая 3 на рис. 12). Таким образом, высшие волноводные моды полого волновода могут оказывать заметное влияние на процессы четырехволнового взаимодействия.

Экспериментальные данные также указывают на то, что чем больше диаметр полого волновода, тем более значительную роль играют высшие волноводные моды в нелинейно-оптических процессах. На рисунке 13 представлены результаты, полученные для ЧВВ-процесса  $3\omega = 2\omega + 2\omega - \omega$  в заполненном аргоном полом волноводе длиной 20,1 см и внутренним диаметром 203 мкм. Для получения хорошего согласия между эксперименталь-



**Рис. 12.** Зависимости мощности сигнала разностной частоты (кривая 1 — результаты расчетов, точки — эксперимент) и фазовой расстройки для процесса генерации разностной частоты в полом волноводе, наполненном аргоном, от давления газа  $p$ : (2) в основной волноводной моде  $EH_{11}$ ; (3) с участием моды  $EH_{12}$  основного излучения, мод  $EH_{11}$  и  $EH_{13}$  второй гармоники и моды  $EH_{12}$  сигнала разностной частоты. Длина волновода 17,4 см, внутренний диаметр 100 мкм.



**Рис. 13.** Зависимости мощности ЧВВ-сигнала (кривая 1 — результаты расчета, точки — эксперимент) и фазовой расстройки для ЧВВ-процесса в полом волноводе, наполненном аргоном, от давления газа  $p$ : (2) с участием мод  $EH_{11}$  накачки и сигнала; (3) с участием моды  $EH_{13}$  основного излучения, мод  $EH_{11}$  и  $EH_{14}$  второй гармоники и моды  $EH_{11}$  сигнала; (4) мод  $EH_{11}$  основного излучения и второй гармоники и моды  $EH_{12}$  сигнала; (5) моды  $EH_{11}$  основного излучения, мод  $EH_{11}$  и  $EH_{12}$  второй гармоники и моды  $EH_{13}$  сигнала. Длина волновода 20,1 см, внутренний диаметр 203 мкм.

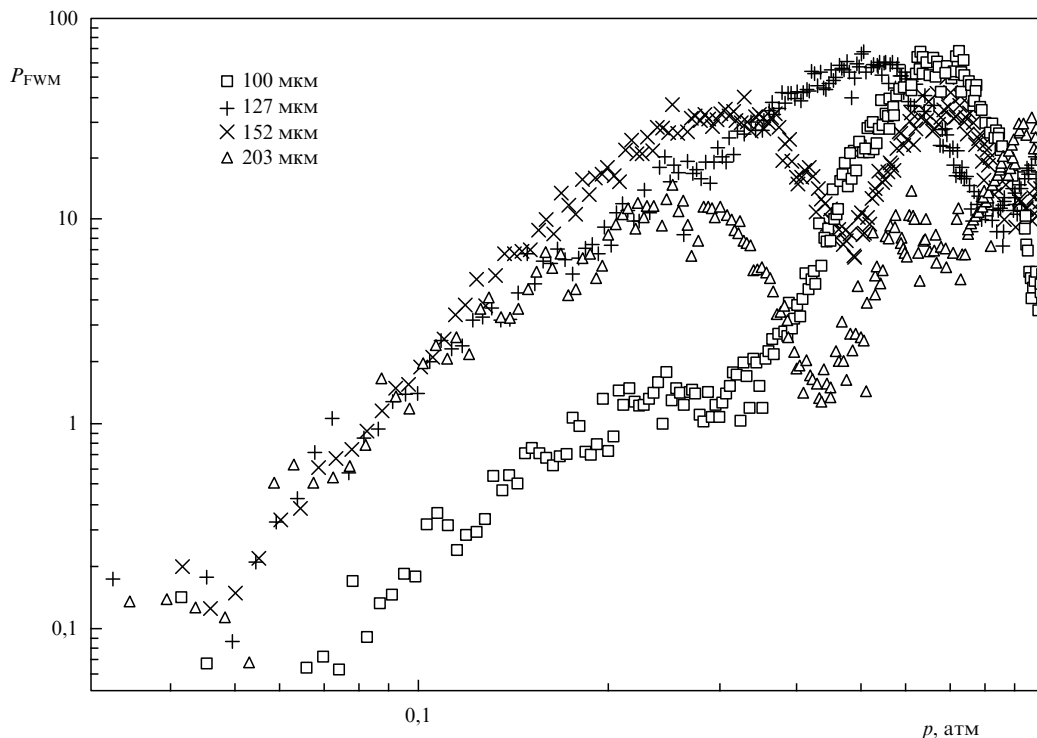
ными данными (точки) и результатами расчетов (кривая 1) в этом случае требуется учет ЧВВ-процессов, идущих с участием волноводных мод  $EH_{11}$  и  $EH_{13}$  излучения основной частоты, мод  $EH_{11}$ ,  $EH_{12}$  и  $EH_{14}$  излучения второй гармоники и мод  $EH_{11}$ ,  $EH_{12}$  и  $EH_{13}$  ЧВВ-сигнала (фазовые расстройки для этих ЧВВ-процессов показаны кривыми 2–5 на рис. 13).

Максимум ЧВВ-сигнала, наблюдаемый при давлении аргона около 0,25 атм, соответствует достижению фазового согласования для ЧВВ-процесса, происходящего в основной волноводной моде (первая строка табл. 1, кривая 2 на рис. 13), а при давлении аргона около 0,6 атм длина волновода близка трем длинам когерентности для данного ЧВВ-процесса ( $L = 3L_{coh}$ ).

Максимум ЧВВ-сигнала, наблюдаемый при давлении аргона около 0,9 атм, соответствует достижению фазового согласования для ЧВВ-процесса, идущего с участием мод  $EH_{11}$  основного излучения и второй гармоники и моды  $EH_{12}$  сигнала (четвертая строка табл. 1, кривая 4 на рис. 13) и для ЧВВ-процесса с участием моды  $EH_{11}$  основного излучения, мод  $EH_{11}$  и  $EH_{12}$  второй гармоники и моды  $EH_{13}$  сигнала (пятая строка табл. 1, кривая 5 на рис. 13).

Четырехволновое взаимодействие моды  $EH_{13}$  основного излучения, мод  $EH_{11}$  и  $EH_{14}$  второй гармоники и моды  $EH_{11}$  ЧВВ-сигнала (третья строка табл. 1) дает заметный вклад в результирующий сигнал при изменении давления аргона в диапазоне от 0,3 до 0,4 атм, когда выполнено условие фазового согласования для данного процесса (кривая 3 на рис. 13).

На рисунке 14 показаны зависимости мощности сигнала разностной частоты, генерируемого в наполненных аргоном полых волноводах с различными внутренними диаметрами и длиной около 20 см, от давления аргона  $p$ . Как видно из рисунка, максимум сигнала разностной частоты, связанный со взаимодействием накачки и сигнала в основной моде полого волновода, смещается при увеличении внутреннего диаметра волно-



**Рис. 14.** Зависимости мощности ЧВВ-сигнала в наполненных аргоном полых волноводах с различными внутренними диаметрами от давления аргона  $p$ . Длина волновода во всех экспериментах составляла около 20 см.

вода в область низких давлений, приближаясь к предельному значению, соответствующему ЧВВ-процессу в коллимированных пучках. В этом предельном случае в соответствии с (37) максимальная мощность сигнала разностной частоты достигается при давлении газа в волноводе, равном 0,16 атм (при таком давлении газа когерентная длина  $L_{ph} = \pi/\Delta k_{DFG}^g$  становится равной длине волновода).

Представленные на рис. 14 результаты находятся в полном согласии с нашими ожиданиями, основанными на анализе соотношений (28)–(30). Максимумы сигнала разностной частоты, наблюдаемые при давлении аргона 0,7 атм для волновода диаметром 152 мкм и давлении 0,9 атм для волновода диаметром 203 мкм, могут быть объяснены, по аналогии с рассмотренным выше случаем, ЧВВ-процессом с участием высших волноводных мод накачки и сигнала.

Таким образом, выполненные экспериментальные и теоретические исследования позволяют выявить ряд важных свойств нелинейно-оптических взаимодействий в наполненных газом полых волноводах, представляющих интерес с методической точки зрения и открывающих новые возможности для практических приложений полых волноводов в нелинейной оптике, оптике сверхкоротких импульсов и нелинейной спектроскопии. Улучшение условий фазового согласования путем изменения давления газа и выбора оптимальных параметров полого волновода позволяет использовать для генерации разностной частоты полые волноводы большой длины (до 30 см), что приводит к существенному увеличению мощности сигнала разностной частоты на выходе волновода.

Полученные экспериментальные данные свидетельствуют о существенном влиянии волноводных мод высших порядков на процессы четырехволнового взаи-

модействия. Данный эффект можно использовать для увеличения энергии коротковолнового излучения, получаемого при нелинейно-оптических взаимодействиях в полых волноводах. Эффекты, связанные с влиянием волноводных мод высших порядков, также необходимо принимать во внимание при оптимизации преобразователей частоты и компрессоров импульсов на основе полых волноводов в условиях, когда возбуждение высших волноводных мод приводит к нежелательным потерям энергии.

Описанные выше эксперименты показывают, что волноводный режим нелинейно-оптических взаимодействий, реализуемый в полых волноводах, позволяет снять ограничения на эффективность генерации третьей гармоники, характерные для режима жесткой фокусировки в средах с нормальной дисперсией и связанные с геометрическим набегом фазы жестко сфокусированных световых пучков. Данное обстоятельство расширяет возможности использования полых волноводов для преобразования частоты и анализа газов методами нелинейной спектроскопии.

## 7. Генерация гармоник высокого порядка в наполненных газом полых волноводах

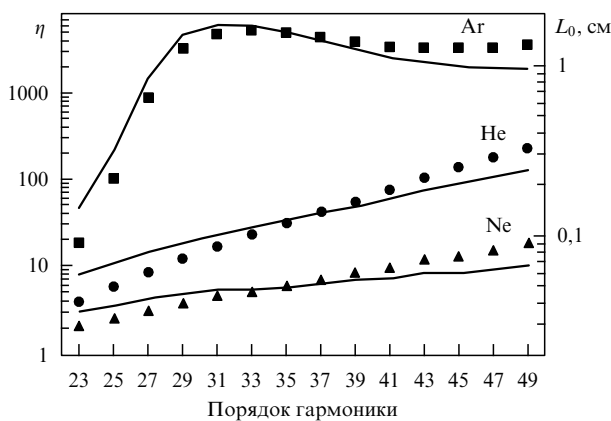
### 7.1. Полые волноводы как источники когерентного коротковолнового излучения

Явление генерации гармоник высокого порядка в полых волноводах открывает широкие перспективы для получения световых импульсов с длительностью, соответствующей нескольким периодам оптического поля, с одновременным преобразованием частоты этих импульсов. Повышение эффективности генерации гармоник высокого порядка и управление временным и простран-

ственным распределением фазы оптических гармоник в настоящее время являются ключевыми проблемами, решение которых откроет возможность широкого практического использования явления генерации гармоник высокого порядка и формирования сверхкоротких (в том числе субфемтосекундных) импульсов с управляемыми параметрами.

Полые волноводы позволяют радикально увеличить длину нелинейно-оптического взаимодействия и достичь фазового и группового синхронизма, открывая тем самым широкие возможности для повышения эффективности процесса генерации гармоник высокого порядка. Экспериментальные данные [43–46] показывают, что эффективность преобразования частоты при генерации гармоник высокого порядка в полых волноводах в 100–1000 раз выше, чем для случая генерации гармоник в газовых струях. Эффективность генерации 15-й гармоники в полном волноводе, наполненном ксеноном, при использовании импульсов с длительностью 40 фс, энергией 1,5 мДж и длиной волны 800 нм в экспериментах [45] достигала  $4 \times 10^{-5}$ .

На рисунке 15 представлены результаты расчетов [61] для фактора увеличения эффективности  $\eta$  генерации гармоник высокого порядка в поле излучения накачки с длиной волны 790 нм за счет улучшения условий фазового согласования в волноводной моде  $EH_{11}$  полного волновода с внутренним диаметром 150 мкм, наполненного инертным газом (гелием, неон, аргон).



**Рис. 15.** Фактор увеличения эффективности  $\eta$  генерации гармоник высокого порядка за счет улучшения условий фазового согласования в полном волноводе (точки) и длина поглощения  $L_0 = 1/2\kappa_q$ , соответствующая оптимальному давлению газа  $p_0$ , позволяющему достичь фазового синхронизма при генерации гармоник (сплошные линии). Внутренний диаметр полого волновода, наполненного инертным газом (гелием, неон и аргон), 150 мкм. Длина волны излучения накачки 790 нм. Поперечное распределение интенсивности накачки отвечает волноводной моде  $EH_{11}$ .

Проблема управления фазовыми свойствами гармоник высокого порядка решается путем выбора начального chirpa импульса накачки [75], положения фокуса излучения накачки относительно нелинейной среды [76], использования бигармонической накачки [77, 78] и приготовления начального состояния системы в виде когерентной суперпозиции квантовых состояний [79]. В частности, компенсация фазы нелинейной поляризации, наводимой в среде полем накачки, с помощью линейного chirpa поля накачки позволяет эффективно управлять

формой спектра гармоник высокого порядка [75], а также осуществлять компрессию импульсов оптических гармоник за счет компенсации их chirpa [80].

## 7.2. Нелинейно-оптический отклик и эффекты распространения

Анализ генерации оптических гармоник в полых волноводах включает два этапа: 1) расчет нелинейно-оптического отклика атомарной, ионной либо молекулярной системы, ответственной за процесс генерации гармоник высокого порядка [68, 69, 81–86], и 2) решение волнового уравнения для учета эффектов распространения [85–87]. Многие существенные свойства нелинейно-оптического отклика газа могут быть поняты в рамках квазиклассической модели процесса генерации гармоник, развитой в работах [82, 83].

Квантовомеханический анализ нелинейно-оптического отклика [84–86] приводит к следующему выражению для комплексной амплитуды гармоники с номером  $q$ :

$$d_q \propto \sum_s \frac{\exp[-iS(\mathbf{p}_s, t_s, \tau_s) + iqt_s]}{(i\tau_s/2 + \varepsilon)^{3/2} [\det(t_s, \tau_s)]^{1/2}}. \quad (62)$$

Здесь

$$S(\mathbf{p}, t, t') = \int_{t'}^t \left[ \frac{1}{2} (\mathbf{p} - \mathbf{A}(t''))^2 + I_p \right] dt'' \quad (63)$$

— квазиклассическое действие,  $\mathbf{p} = \mathbf{v} + \mathbf{A}(t)$  — канонический импульс,  $\det(t_s, \tau_s)$  — определитель матрицы  $2 \times 2$ , составленный из вторых производных действия по  $t_s$  и  $\tau_s$ ,  $\varepsilon$  — малая положительная величина,  $I_p$  — потенциал ионизации. (При записи соотношений (62) и (63) использовалась атомная система единиц.) Суммирование в выражении (62) производится по точкам перевала, которые находятся из системы уравнений, состоящей из условия, обеспечивающего возвращение электрона, движущегося по соответствующей траектории к родительскому атому через временной интервал  $\tau_s$ , закона сохранения энергии, а также уравнения, описывающего процесс туннелирования электрона в момент времени  $t_s - \tau_s$ .

Как показано в работах [84–86], в области частот, превышающих частоту отсечки, амплитуда и фаза гармоник в основном определяются одним типом траекторий электрона, возвращающегося к родительскому атому с энергией, соответствующей испускаемой гармонике. При этом в выражении (62) можно ограничиться одним слагаемым, отвечающим решению уравнений для точек перевала, которое играет наиболее важную роль в процессе генерации гармоник. Фаза гармоники при этом определяется классическим действием, соответствующим данной точке перевала.

Ситуация становится более сложной в области плато спектра оптических гармоник, где приближение одной стационарной точки оказывается недостаточным [84–86], и необходимо принимать во внимание вклад по крайней мере двух типов квазиклассических траекторий. Каждый из этих типов траекторий характеризуется собственной фазой, зависящей от интенсивности поля накачки, что приводит к сложным интерференционным эффектам [85].

Эффекты распространения могут оказывать существенное влияние на фазу поля оптических гармоник. В частности, при определенных условиях эффекты распро-

странения могут приводить к фильтрации вклада одного из типов электронных траекторий [88, 89], что позволяет формировать импульсы сверхкороткой длительности. Эффекты ионизации [60, 61, 90] приводят к динамическому фазовому сдвигу поля гармоник, оказывая существенное влияние на условия фазового согласования и эффективность процесса генерации гармоник высокого порядка. Подобные эффекты кратко обсуждаются в следующем разделе.

**7.3. Эффекты ионизации**

Увеличение интенсивности лазерных импульсов, заводимых в полый волновод, представляется естественным способом увеличения эффективности нелинейно-оптических взаимодействий, позволяющих осуществлять сжатие импульсов и преобразование частоты в полых волноводах. При этом, несмотря на то что порог пробоя для наполненных газом волноводов существенно выше порога пробоя для обычных волноводов, следует ожидать, что увеличение мощности импульсов, вводимых в волновод, приведет к росту влияния эффектов ионизации на дисперсию наполненного газом волновода и свойства нелинейно-оптических процессов в подобном волноводе.

В случае достаточно слабых световых полей, когда анализ нелинейно-оптических взаимодействий можно выполнить в рамках теории возмущений, интенсивность гармоники  $q$ -го порядка в полном волноводе, заполненном слабоионизирующимся в поле накачки газом, описывается выражением [60, 61]

$$I_q(\theta, \mathbf{p}) = 2\pi K_q q \omega |P_q^{NL}(\theta, \mathbf{p})|^2 \times \left| \frac{1 - \exp[-i\Delta k_q^n(\theta)z - \kappa_q z]}{-i\Delta k_q^n(\theta) - \kappa_q} \right|^2. \quad (64)$$

Здесь  $\theta = t - z/v$  ( $v$  — групповые скорости импульсов накачки и гармоники),  $K_q$  — постоянная распространения импульса гармоники в волноводном режиме,  $\omega$  — частота накачки,  $P_q^{NL}(\theta, \mathbf{p})$  — амплитуда нелинейной поляризации, наведенной в газе,  $2\kappa_q$  — коэффициент поглощения излучения  $q$ -й гармоники,

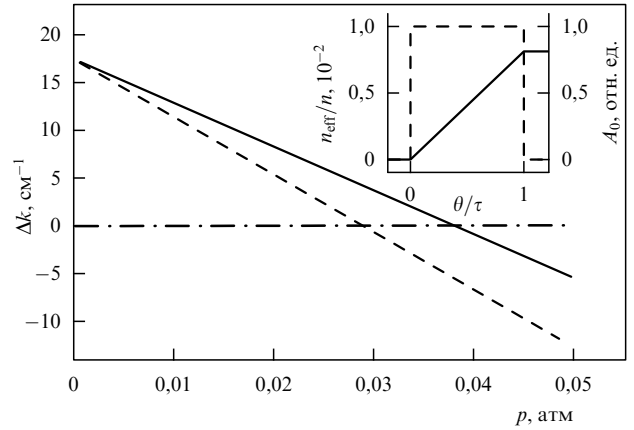
$$\Delta k_q^n(\theta) \approx \Delta k_0 + \Delta k_w^n + \delta k_q^n(\theta) \quad (65)$$

— фазовая расстройка с учетом волноводной дисперсии,

$$\Delta k_0 = \frac{q\omega}{c} [n_1(q\omega) - n_1(\omega)], \quad \Delta k_w^n, \quad \delta k_q^n(\theta)$$

— составляющие фазовой расстройки, связанные с дисперсией газа, волновода и электронов, возникающих в результате ионизации.

В общем случае для учета эффектов ионизации при анализе распространения импульсов и генерации гармоник в полых волноводах требуется использование модели ионизации, позволяющей рассчитать скорость ионизации  $w(I)$ . В работах [60, 90] проведен анализ влияния эффектов ионизации на процесс генерации гармоник высокого порядка в случае прямоугольных импульсов накачки. При этом скорость ионизации не зависит от времени, а концентрация электронов растет линейно со временем (см. вставку на рис. 16). Подобный подход позволяет выявить некоторые существенные физические следствия эффектов ионизации при нели-



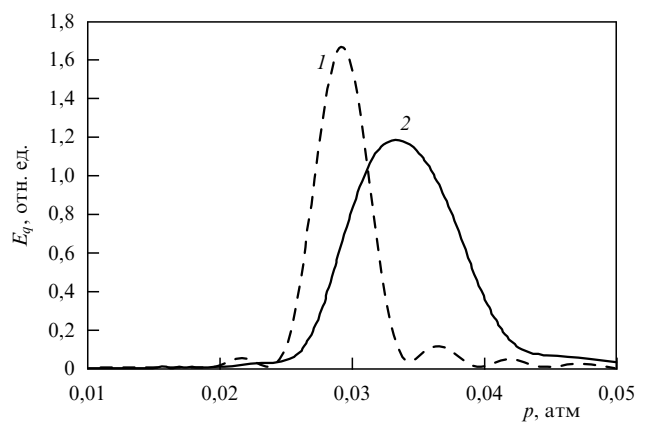
**Рис. 16.** Зависимость фазовой расстройки для 27-й гармоники излучения с длиной волны 790 нм, генерируемой в наполненном аргоном полном волноводе с внутренним диаметром 150 мкм, от давления газа на переднем фронте импульса (штриховая линия), когда эффекты ионизации отсутствуют, и на заднем фронте импульса (сплошная линия), когда 0,8 % атомов ионизовано. Поперечное распределение интенсивности накачки соответствует моде  $EH_{11}$  волновода. Импульс накачки имеет прямоугольную форму (штриховая линия на вставке), что приводит к линейному увеличению эффективной концентрации электронов как функции времени  $\theta$  (сплошная линия на вставке).

нейно-оптических взаимодействиях в полых волноводах без уточнения модели ионизации.

На рисунке 17 представлена зависимость энергии импульса 27-й гармоники

$$E_q = \iiint I_q(\theta, \mathbf{p}) \, d\mathbf{p} \, d\theta$$

( $q$  — номер гармоники) от давления газа в наполненном аргоном полном волноводе с внутренним диаметром 150 мкм в отсутствие ионизации (кривая 1) и в условиях, когда 0,8 % атомов ионизуется во время действия импульса накачки (кривая 2). Предполагается, что поперечное распределение интенсивности накачки соответ-

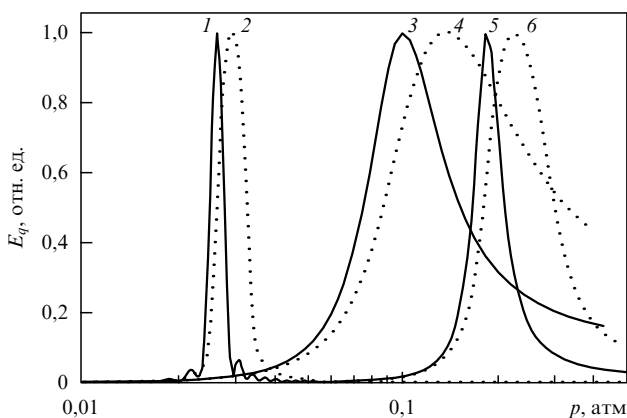


**Рис. 17.** Зависимость энергии импульса 27-й гармоники от давления газа в наполненном аргоном полном волноводе в отсутствие ионизации (кривая 1) и в условиях, когда 0,8 % атомов ионизуется во время действия импульса накачки (кривая 2). Внутренний диаметр волновода 150 мкм. Поперечное распределение интенсивности накачки соответствует моде  $EH_{11}$  полого волновода. Импульс накачки имеет прямоугольную форму (см. вставку на рис. 16).

ствуется моде  $EH_{11}$  полого волновода и импульс накачки имеет прямоугольную форму (см. вставку на рис. 16). Из представленных на рис. 17 зависимостей видно, что ионизация всего 0,8 % атомов аргона приводит к существенному изменению зависимости энергии гармоники от давления. Так как газ, заполняющий полый волновод, ионизируется за время действия импульса, вклад образующихся электронов в показатель преломления приводит к модуляции фазы импульса накачки.

Вследствие изменения фазы импульса накачки от фронта к спаду фазовая расстройка для процесса генерации гармоник изменяется в пределах импульса накачки. На рисунке 16 показана зависимость фазовой расстройки, рассчитанная в работе [60] для 27-й гармоники излучения с длиной волны 790 нм, генерируемой в наполненном аргоном полом волноводе, имеющем внутренний диаметр 150 мкм, от давления газа на переднем фронте импульса (штриховая линия), когда эффекты ионизации отсутствуют, и на заднем фронте импульса (сплошная линия), когда 0,8 % атомов ионизовано. При выполнении расчетов предполагалось, что поперечное распределение интенсивности накачки соответствует моде  $EH_{11}$  волновода. Прямоугольный импульс накачки (штриховая линия на вставке) приводит к линейному увеличению эффективной концентрации электронов как функции времени  $\theta$  (сплошная линия на вставке). Из рисунка 16 видно, что фазовая расстройка изменяется как функция времени  $\theta$ . Вследствие этого фазовое согласование для различных времен  $\theta$  достигается при различных давлениях. Таким образом, влияние ионизации приводит к понижению эффективности генерации гармоник и уменьшению ее чувствительности к давлению газа в полом волноводе.

На рисунке 18 представлены результаты расчетов [61] для энергии 41-й гармоники излучения с длиной волны 790 нм, генерируемой в полом волноводе с внутренним диаметром 150 мкм и длиной 2 см, наполненном аргоном (кривые 1, 2), неоном (кривые 3, 4) и гелием (кривые 5, 6). Эффекты ионизации учтены в приближении, когда ско-



**Рис. 18.** Энергия 41-й гармоники излучения с длиной волны 790 нм, генерируемой в полом волноводе, наполненном аргоном (1, 2), неоном (3, 4) и гелием (5, 6), как функция давления газа в отсутствие ионизации (сплошные кривые 1, 3, 5) и с учетом ионизации (штриховые кривые 2, 4, 6). Длина волновода 2 см, внутренний диаметр 150 мкм. Поперечное распределение интенсивности накачки соответствует волноводной моде  $EH_{11}$ . Импульсы накачки имеют длительность 70 фс и энергию 0,65 мДж (2), 1,75 мДж (4), 2,3 мДж (6).

рость ионизации описывается формулой Аммосова–Делоне–Крайнова [91]. Процесс ионизации при этом (пунктирные кривые 2, 4, 6) приводит к смещению положения максимумов в зависимостях энергии гармоники от давления газа в волноводе относительно их положения в отсутствие ионизации (сплошные кривые 1, 3, 5).

Таким образом, эффект фазовой самомодуляции импульса накачки в полом волноводе, наполненном слабоионизирующимся газом, приводит к изменению фазовой расстройки в пределах импульса накачки. При этих условиях следует ожидать понижения эффективности генерации гармоник и уменьшения чувствительности эффективности генерации гармоник высокого порядка к давлению газа.

## 8. Синтез сверхкоротких световых импульсов в полом волноводе с комбинационно-активным газом

### 8.1. Нелинейно-оптические процессы в газовых средах и горизонты аттосекундной оптики

Одним из наиболее перспективных и увлекательных направлений исследований, проводимых в настоящее время с использованием наполненного газом полого волновода, является синтез сверхкоротких лазерных импульсов в условиях вынужденного комбинационного рассеяния высокого порядка [11, 13–16, 92–94]. Согласно теоретическому анализу, выполненному в работах [13–16, 92–94], подобный подход к решению проблемы генерации предельно коротких импульсов позволяет надеяться на получение импульсов субфемтосекундной и аттосекундной длительности.

В последнее время активно обсуждается несколько способов решения этой задачи. Одна из возможностей выхода за пределы фемтосекундного диапазона основана на явлении генерации гармоник высокого порядка в газовых струях [31–35] и в плазме, создаваемой на поверхности твердотельной мишени [36]. Спектр гармоник, генерируемых в интенсивном лазерном поле, содержит участок (плато), в пределах которого амплитуды гармоник различных порядков примерно равны друг другу. Как показывает теоретический анализ, выполненный в работах [88, 89, 95–97], фазировка гармоник позволяет формировать последовательности аттосекундных импульсов. (Аналогичные предложения обсуждались ранее в работах [98, 99].)

Пути решения ключевой проблемы фазировки гармоник различных порядков в настоящее время широко обсуждаются в литературе [88, 89, 95–97]. Активно исследуются также пути выделения одиночных импульсов из последовательностей импульсов, формируемых при этих условиях [95, 96]. Авторы работы [100] указали на возможность формирования одиночных аттосекундных импульсов за счет использования свойств гармоник, излучаемых газовой средой под действием сверхкороткого (с длительностью менее 5 фс) лазерного импульса. Теоретические предсказания возможности формирования цугов аттосекундных импульсов путем фазировки оптических гармоник подтверждаются результатами экспериментальных измерений фазы оптических гармоник, выполненных в работе [12] и показавших, что при определенных условиях группа гармоник высокого

порядка может излучаться в виде последовательности импульсов длительностью около 250 ас.

Другое направление генерации предельно коротких импульсов [11, 13–16, 92–94] связано с использованием вынужденного комбинационного рассеяния высокого порядка и исследованием путей фазировки стоксовых и антистоксовых компонент, генерируемых в комбинационно-активных средах. Исследования показали, в частности, что для генерации аттосекундных импульсов не обязательно наличие сверхсильных световых полей. Высокие эффективности генерации стоксовых и антистоксовых компонент можно получить при умеренных интенсивностях излучения накачки. Путем надлежащего выбора условий возбуждения комбинационно-активных колебаний среды удастся прийти к фазовым соотношениям между стоксовыми и антистоксовыми компонентами, позволяющим рассчитывать на возможность формирования субфемтосекундных и аттосекундных импульсов. Минимальная длительность импульса, достигнутая с помощью этого подхода, в настоящее время составляет 3,8 фс [11].

Ниже мы подробнее остановимся на возможностях синтеза сверхкоротких световых импульсов путем генерации множественных стоксовых и антистоксовых компонент в комбинационно-активной среде, предварительно возбужденной коротким лазерным импульсом. Данный метод генерации сверхкоротких импульсов предложен и экспериментально реализован в серии работ [11, 13–16]. Основная идея метода заключается в следующем. Комбинационно-активные колебательные моды молекул газа предварительно возбуждаются коротким лазерным импульсом накачки с длительностью, меньшей периода колебаний молекул. Возбужденные таким образом комбинационно-активные молекулярные колебания модулируют пробный импульс, поступающий в среду с некоторой задержкой относительно импульса накачки, и приводят к генерации множественных стоксовых и антистоксовых компонент. Амплитудные и фазовые соотношения между возникающими стоксовыми и антистоксовыми компонентами позволяют осуществить синтез сверхкоротких импульсов.

Важные преимущества данного метода формирования сверхкоротких импульсов связаны с тем обстоятельством, что он позволяет разнести во времени процесс приготовления среды мощным лазерным импульсом и процесс генерации стоксовых и антистоксовых компонент в поле пробного импульса умеренной интенсивности. При этом имеется возможность устранения влияния конкурирующих процессов, включая эффекты самовоздействия лазерных импульсов, ионизации среды, уширения и сдвига стоксовых и антистоксовых компонент, на процесс формирования короткого импульса.

Для увеличения длины взаимодействия импульсов накачки и пробного импульса с комбинационно-активной средой авторами экспериментов [14–16] использовался полый волновод, длина которого составляла 70–100 см. Расстройка групповых скоростей импульса накачки и пробного импульса может являться при этом одним из основных факторов, ограничивающим число возбуждаемых стоксовых и антистоксовых компонент, не допускающим в конечном счете получение предельно коротких световых импульсов. Разность групповых скоростей импульса накачки и пробного импульса в

полном волноводе может быть существенно уменьшена за счет дисперсии волноводных мод путем правильного выбора давления газа, диаметра полого волновода и пары волноводных мод (см. ниже). Ослабление влияния эффектов группового запаздывания при этих условиях позволяет существенно увеличить число генерируемых стоксовых и антистоксовых компонент и открывает возможность значительного сокращения длительности синтезируемых таким образом световых импульсов.

## 8.2. Влияние расстройки групповых скоростей на формирование сверхкоротких импульсов

Для анализа возможностей синтеза сверхкоротких импульсов путем генерации множественных стоксовых и антистоксовых компонент воспользуемся приближением медленно меняющихся амплитуд. Разумеется, такое приближение, строго говоря, неприменимо для описания эволюции сверхкоротких световых импульсов, однако оно чрезвычайно полезно для выяснения основных тенденций эволюции спектра импульса, распространяющегося в комбинационно-активной среде, понимания роли эффектов группового запаздывания при синтезе сверхкоротких импульсов из множественных стоксовых и антистоксовых компонент и иллюстрации путей уменьшения групповой расстройки за счет использования дисперсии волноводных мод.

Ограничивая, для простоты записи, наше рассмотрение случаем мод  $EH_{1q}$  полого волновода, запишем поля импульса накачки и пробного импульса, распространяющиеся вдоль оси  $z$  в полном волноводе (рис. 19), в следующем виде:

$$E_1 = \frac{1}{2} f^m(\rho) A(t, z) \exp[-i(\omega_1 t - K_1^m z)] + \text{с.с.}, \quad (66)$$

$$E_2 = \frac{1}{2} f^n(\rho) B(t, z) \exp[-i(\omega_2 t - K_2^n z)] + \text{с.с.} \quad (67)$$

Здесь  $\omega_1$  и  $\omega_2$  — центральные частоты импульсов накачки и пробного импульса,  $f^q(\rho)$  — поперечное распределение поля, соответствующее моде  $EH_{1q}$  полого волновода,  $\rho$  — расстояние от оси полого волновода,  $K_1^m$  и  $K_2^n$  — константы распространения импульсов накачки и пробного импульса, отвечающие собственным модам полого волновода,  $A(t, z)$  и  $B(t, z)$  — медленно меняющиеся амплитуды импульса накачки и пробного импульса.

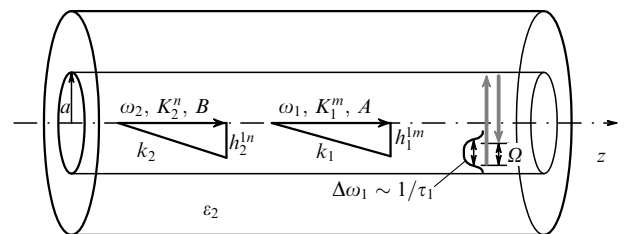


Рис. 19. Распространение световых импульсов в полном волноводе. Первый импульс возбуждает комбинационно-активные моды молекул газа, заполняющего волновод. Второй импульс генерирует множественные стоксовые и антистоксовые компоненты в соответствии со схемой [21–24]. Волноводная составляющая дисперсии позволяет компенсировать расстройку групповых скоростей импульса накачки и зондирующего импульса;  $n_1$  — показатель преломления газа;  $\epsilon_2$  — диэлектрическая проницаемость стенок волновода;  $h_1^{lm}$  и  $h_2^{ln}$  — поперечные волновые числа волноводных мод.

Импульс накачки (66) возбуждает в среде комбинационно-активные моды  $Q$ , свободное затухание которых описывается выражением [15]

$$Q(t) = Q_0 \exp\left(-\frac{t}{T_2}\right) \sin\left[\left(\Omega^2 - \frac{1}{T_2^2}\right)^{1/2} t\right], \quad (68)$$

где  $Q_0$  — амплитуда колебаний, пропорциональная энергии импульса накачки,  $T_2$  — время дефазировки молекулярных колебаний,  $\Omega$  — собственная частота молекулярных колебаний.

Решение уравнения эволюции комплексной огибающей пробного импульса, поступающего в среду с некоторой задержкой относительно импульса накачки, для случая плоских волн в условиях, когда время дефазировки  $T_2$  значительно превышает период молекулярных колебаний и длительности световых импульсов, найдено в работе [15]. В рассматриваемом случае комбинационного взаимодействия, происходящего в собственных модах полого волновода, решение имеет аналогичный вид:

$$B(\tau, z) = B(\tau, 0) \exp\left[-i\gamma \frac{\sin(\Delta K_{mn}z)}{\Delta K_{mn}} \sin(\Omega\tau + \Delta K_{mn}z)\right]. \quad (69)$$

Здесь  $\tau = t - z/v_2^n$ ,  $B(\tau, 0)$  — начальная огибающая пробного импульса,

$$\Delta K_{mn} = \frac{\Omega}{2} \left(\frac{1}{v_2^n} - \frac{1}{v_1^m}\right) \quad (70)$$

— параметр, характеризующий расстройку групповых скоростей,

$$\gamma = \frac{2\pi}{c} \omega_2 N Q_0 \frac{\partial \alpha}{\partial Q}, \quad (71)$$

$N$  — концентрация комбинационно-активных молекул в газе,  $\partial \alpha / \partial Q$  — производная поляризуемости молекул газа по колебательной координате. Выражение (69) учитывает влияние волноводных эффектов через групповые скорости импульсов в волноводе и коэффициент  $\gamma$ , нормированный с учетом поперечного распределения полей в волноводных модах.

Спектр пробного импульса представляет собой суперпозицию эквидистантных спектральных компонент  $\omega_s = \omega_2 + s\Omega$  ( $s = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ), отстоящих друг от друга на частоту молекулярных колебаний  $\Omega$ . Число стоковых и антистоковых компонент в спектре пробного импульса растет по мере увеличения длины взаимодействия (рис. 20). Для многих газов серьезной проблемой при этом может являться расстройка групповых скоростей импульсов накачки и пробного импульса (кривые 1 на рис. 21), ограничивающая увеличение длины взаимодействия характерной длиной группового разбега  $l_{mn}^g = \pi / (2\Delta K_{mn})$ , на которой групповая задержка импульсов накачки и пробного импульса становится равной половине периода молекулярных колебаний.

Для импульсов излучения с длиной волны 800 и 400 нм, распространяющихся в газе  $\text{SF}_6$  при давлении 0,5 атм, групповая задержка без учета волноводной дисперсии (параметр  $\Delta K_0$  в третьем столбце табл. 2), вычисленная на основе данных работы [101], составляет

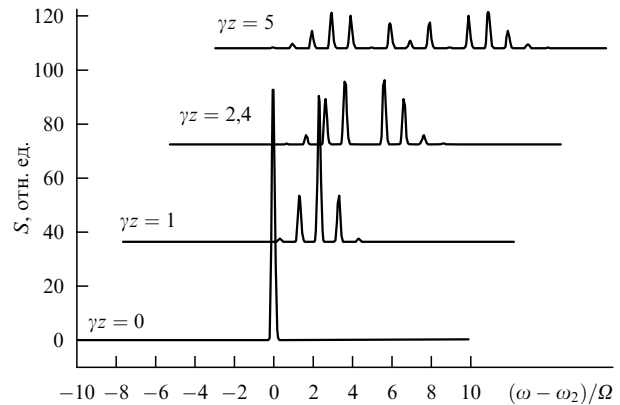


Рис. 20. Спектральное уширение пробного импульса, распространяющегося в предварительно возбужденной комбинационно-активной среде. Спектр пробного импульса представляет собой суперпозицию эквидистантных спектральных компонент  $\omega_s = \omega_2 + s\Omega$  ( $s = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ), отстоящих друг от друга на частоту молекулярных колебаний  $\Omega$ .

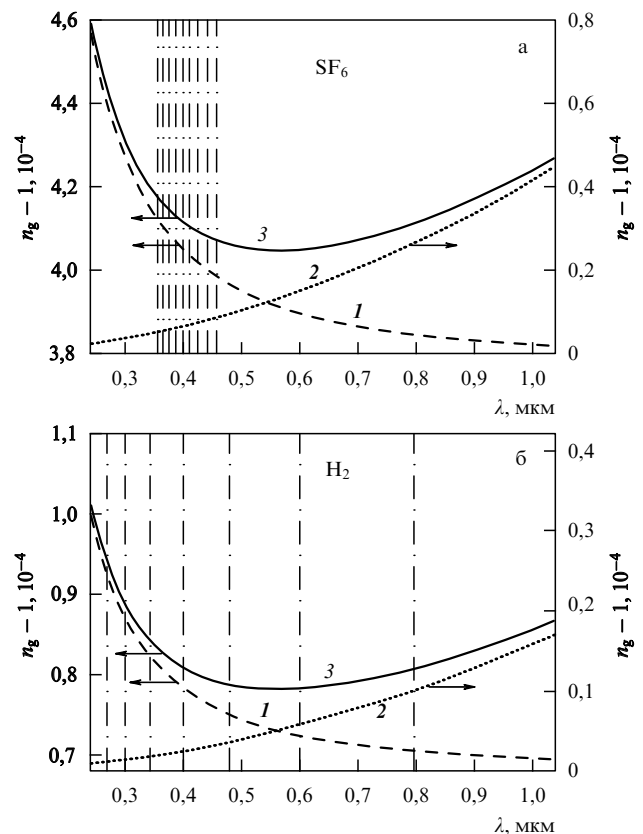


Рис. 21. Зависимости группового индекса  $n_g = c/v_g$  от длины волны в случае комбинационно-активных газов  $\text{SF}_6$  и  $\text{H}_2$  для: (1) газа (на основе данных работы [101]), (2) волноводной моды  $\text{EH}_{11}$ , (3) моды  $\text{EH}_{11}$  наполненного газом полого волновода. Давление газа 0,5 атм. Внутренний радиус волновода: (а) 42 мкм, (б) 68 мкм. Вертикальными линиями показаны длины волн ВКР-компонент.

по абсолютной величине примерно  $0,049 \text{ см}^{-1}$ . Эффекты групповой задержки при этом могут оказаться основным фактором, ограничивающим длительность импульса, в схемах синтеза субфемтосекундных и аттосекундных импульсов, основанных на использовании высокочастотных комбинационно-активных колебаний (см. табл. 2 и



**Таблица 2.** Параметры газов, обладающих интенсивными комбинационно-активными модами

Газ	$\Delta k$ , см <sup>-1</sup>	$\Delta K_0$ , см <sup>-1</sup>	$a$ , мкм	$L_a$	$N$
SF <sub>6</sub>	775	0,049	42	30	22
N <sub>2</sub>	2330	0,087	54	63	8
O <sub>2</sub>	1555	0,07	49	45	11
CO <sub>2</sub>	1388	0,094	40	25	12
H <sub>2</sub>	4160	0,1	68	115	4

Обозначения:  $\Delta k$  — частота комбинационно-активных колебаний [101],  $\Delta K_0$  — групповые расстройки для импульсов излучения с длиной волны 800 и 400 нм в отсутствие волновода, рассчитанные для давления газа 0,5 атм на основе данных из [101],  $a$  — оптимальные внутренние радиусы полых волноводов, позволяющие достичь группового синхронизма для импульсов излучения с длиной волны 800 и 400 нм в основной волноводной моде при давлении газа в волноводе 0,5 атм,  $L_a$  — длина затухания излучения с длиной волны 800 нм в основной волноводной моде, соответствующая радиусу полого волновода  $a$ , при котором выполнено условие группового синхронизма,  $N = [2c\Delta k\tau']^{-1}$  (где  $\tau' = 1$  фс) — минимальное число стоковых и антистоковых компонент, необходимое для генерации импульса короче 1 фс.

рис. 21б). Как показано в работе [16], использование двух-трех подобных высокочастотных колебаний достаточно для преодоления фемтосекундного рубежа длительностей импульсов.

### 8.3. Пути уменьшения групповой расстройки в полых волноводах

Проблема групповой расстройки при описанных выше экспериментальных условиях может быть решена за счет использования дисперсии волноводных мод. С физической точки зрения эта возможность связана с тем обстоятельством, что групповая скорость светового импульса в наполненном газом полном волноводе (кривые 3 на рис. 21)

$$v^{pq} = \left( \frac{\partial K^{pq}}{\partial \omega} \right)^{-1} \quad (72)$$

отличается от групповой скорости импульса в этом же газе в отсутствие волновода (кривые 1 на рис. 21)

$$v = \left( \frac{\partial k}{\partial \omega} \right)^{-1} = \frac{c}{n} \left( 1 + \frac{\omega}{n} \frac{\partial n}{\partial \omega} \right)^{-1}. \quad (73)$$

В формулах (72) и (73)  $K^{pq}$  — постоянная распространения, соответствующая собственной моде полого волновода с индексами  $p$  и  $q$ ,  $k = n\omega/c$ ,  $n$  — показатель преломления газа.

Различие групповых скоростей  $v^{pq}$  и  $v$  связано с отличием волнового числа  $k$  в свободном газе от постоянной распространения для собственной моды полого волновода, определяемой выражением  $K^{pq} = (k^2 - h_{pq}^2)^{1/2}$ , где величина  $h_{pq}$  находится из характеристического уравнения для собственной моды волновода (диаграмма соответствующих волновых векторов представлена на рис. 19).

Воспользовавшись выражением (30), получаем следующую формулу для групповой скорости светового импульса с поперечным распределением поля, соответствующим моде  $EH_{1m}$  полого волновода:

$$(v_l^m)^{-1} = (v_l)^{-1} \left[ 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{u_l^m c}{a\omega_l n(\omega_l)} \right)^2 \right]. \quad (74)$$

Здесь

$$v_l = \frac{c}{n(\omega_l)} \left[ 1 + \frac{\omega_l}{n(\omega_l)} \frac{\partial n}{\partial \omega} \Big|_{\omega_l} \right]^{-1}$$

— групповая скорость в свободном газе. В итоге, расстройку групповых скоростей можно представить в виде суммы двух составляющих:

$$\Delta K_{mm} = \Delta K_0 + \Delta K_{mm}^w, \quad (75)$$

где  $\Delta K_0$  и  $\Delta K_{mm}^w$  — компоненты групповой расстройки за счет дисперсии газа и волновода соответственно.

Таким образом, представив расстройку групповых скоростей для коротких световых импульсов, распространяющихся в полном волноводе, в виде суммы составляющих групповой расстройки, связанных с дисперсией газа и дисперсией волноводных мод, мы показали, что влияние эффектов групповой задержки в полном волноводе может быть существенно ослаблено при правильном выборе сорта и давления газа, внутреннего радиуса волновода и пары взаимодействующих мод. В частности, как следует из (74) и (75), волноводная составляющая групповой расстройки уменьшается обратно пропорционально квадрату внутреннего радиуса волновода:

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

Физически данное обстоятельство означает возможность более эффективной компенсации групповых расстроек в полых волноводах с меньшими внутренними радиусами.

Дисперсионные зависимости для групповых индексов комбинационно-активных газов SF<sub>6</sub> и H<sub>2</sub> при давлении 0,5 атм представлены кривыми 1 на рис. 21. Кривые 2 иллюстрируют дисперсионные зависимости для групповых индексов мод  $EH_{11}$  полого волновода с внутренним радиусом 42 мкм и 68 мкм. Результирующие кривые дисперсии групповых индексов с учетом волноводной дисперсии показаны кривыми 3. Из приведенных на рис. 21 зависимостей видно, что при правильном выборе параметров волновода удается достичь компенсации дисперсии групповой скорости в достаточно широком спектральном диапазоне.

В третьем столбце табл. 2 представлены групповые расстройки  $\Delta K_0$  световых импульсов для газов, обладающих интенсивными комбинационно-активными модами при давлении газа  $p = 0,5$  атм (частота комбинационно-активного колебания  $\Delta k$  приведена во втором столбце таблицы). В частности, длина группового разбега импульсов с длиной волны 800 и 400 нм для газа SF<sub>6</sub> при давлении 0,4 атм в экспериментах [14–16] составила при этих условиях примерно 40 см. Такая групповая расстройка может оказывать существенное влияние на процесс генерации стоковых и антистоковых компонент и накладывать существенные ограничения на длительность синтезируемых импульсов. Однако групповая расстройка может быть полностью компенсирована для основных волноводных мод излучения основной частоты и второй гармоники при внутреннем радиусе волновода, равном 47 мкм.

Аналогичная ситуация наблюдается и для других газов (см. табл. 2).

#### 8.4. Генерация множественных стоксовых и антистоксовых компонент и синтез сверхкоротких импульсов

При малых групповых расстройках  $\Delta K_{mn}$  выражение (69) для огибающей пробного импульса можно записать в виде

$$B(\tau, z) = B(\tau, 0) \sum_{s=-\infty}^{\infty} J_s(\gamma z) \exp(-is\Omega\tau), \quad (76)$$

где  $J_s(x)$  — функция Бесселя порядка  $s$ . Из формулы (76) видно, что поле пробного импульса представляет собой суперпозицию стоксовых и антистоксовых компонент. Число этих компонент возрастает при увеличении энергии накачки (приводящем к росту параметра  $\gamma$ ) и длины взаимодействия (см. рис. 20).

Минимальная длительность импульса, которая может быть получена путем компенсации чирпа импульса (76), определяется числом  $M$  стоксовых и антистоксовых компонент, генерируемых в процессе распространения импульса через среду:  $\tau \approx (2c\Delta k M)^{-1}$  (см. также табл. 2). С учетом свойств функций Бесселя максимальное значение  $M$  в свою очередь определяется параметром  $\gamma L$  (где  $L$  — длина комбинационно-активной среды) согласно приближенной формуле  $M \approx \gamma L$ . Увеличение длины взаимодействия, таким образом, является ключевым условием синтеза предельно коротких световых импульсов. Однако увеличение длины среды ограничено эффектами группового запаздывания (см. рис. 21) и дисперсии групповой скорости (рис. 22).

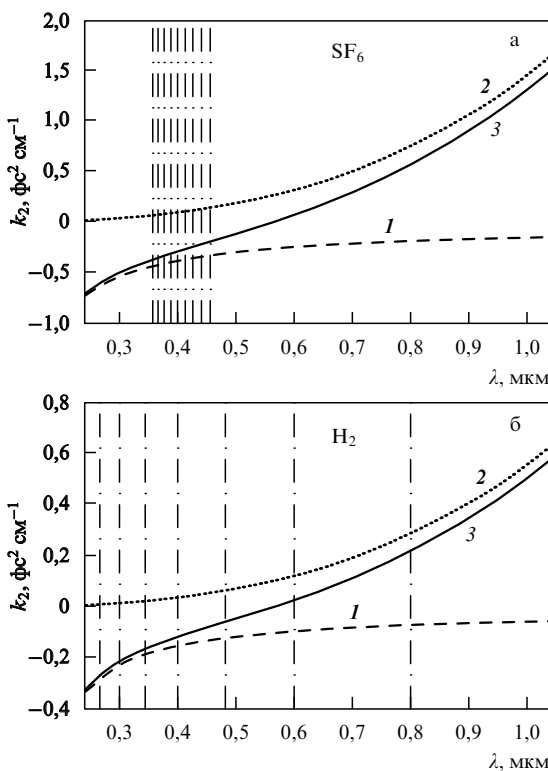


Рис. 22. Зависимости дисперсии групповой скорости  $k_2$  от длины волны в случае комбинационно-активных газов  $\text{SF}_6$  и  $\text{H}_2$  для: (1) газа (на основе данных работы [101]), (2) волноводной моды  $\text{EH}_{11}$ , (3) моды  $\text{EH}_{11}$  наполненного газом полого волновода. Давление газа 0,5 атм. Внутренний радиус волновода: (а) 42 мкм, (б) 68 мкм. Вертикальными линиями показаны длины волн ВКР-компонент.

Как видно из рис. 21 и 22, при правильном выборе параметров волновода волноводная составляющая дисперсии уменьшает групповую задержку и дисперсию групповых скоростей для стоксовых и антистоксовых компонент. Данное обстоятельство играет особенно важную роль для газов с высокочастотными комбинационно-активными колебаниями. В частности, в случае молекулярного водорода длина группового разбегания стоксовых компонент и пробного импульса с длиной волны 400 нм на половину периода молекулярного колебания в свободном газе при давлении 0,5 атм равна 37 см для первой, 21 см для второй и 16 см для третьей стоксовых компонент. Использование полого волновода с внутренним радиусом 68 мкм (рис. 21б, 22б) позволяет существенно увеличить эти характерные длины и довести их до 57 см для первой, 47 см для второй и 500 см для третьей стоксовых компонент.

Таким образом, устранение групповой расстройки импульса накачки и пробного импульса за счет использования волноводной дисперсии полых волноводов позволяет добиться оптимальных условий для синтеза сверхкоротких импульсов путем генерации множественных стоксовых и антистоксовых компонент в комбинационно-активной среде. Необходимо отметить, что моды полых волноводов являются вытекающими и характеризуются отличными от нуля коэффициентами затухания. Увеличение длины волновода при этом неизбежно приводит к росту оптических потерь (характерные длины оптических потерь приведены в пятом столбце табл. 2). Один из перспективных путей решения этой проблемы может быть связан с использованием полых волноводов с оболочкой, имеющей структуру двумерного фотонного кристалла — так называемых дырчатых (или фотонно-кристаллических) волокон [27–31]. Наличие фотонной запрещенной зоны в спектре пропускания оболочки в подобных волокнах позволяет существенно снизить оптические потери, характерные для собственных мод полых волноводов [32, 33].

Выполненный выше анализ показывает, что расстройка групповых скоростей импульса накачки и пробного импульса может накладывать существенные ограничения на предельную длительность сверхкоротких импульсов, получаемых путем генерации множественных стоксовых и антистоксовых компонент в комбинационно-активной среде, предварительно возбужденной коротким лазерным импульсом. Использование полых волноводов в этих условиях позволяет существенно повысить эффективность синтеза сверхкоротких световых импульсов не только за счет увеличения длины нелинейно-оптического взаимодействия лазерных импульсов в газе, но и за счет волноводной дисперсии для уменьшения групповой расстройки световых импульсов. Мы показали, что разность групповых скоростей импульса накачки и пробного импульса в полом волноводе может быть существенно уменьшена за счет правильного выбора сорта и давления газа, диаметра полого волновода и пары волноводных мод. Ослабление влияния эффектов группового запаздывания при этих условиях позволяет существенно увеличить число генерируемых стоксовых и антистоксовых компонент и открывает возможность значительного сокращения длительности синтезируемых таким образом световых импульсов.

**8.5. Селективное возбуждение комбинационно-активных колебаний**

Перспективный способ повышения эффективности генерации множественных стоксовых и антистоксовых компонент в полном волноводе, наполненном комбинационно-активной средой, связан с использованием методов когерентного контроля. Один из простейших и наиболее ясных методов когерентного контроля иллюстрирует рис. 23. Суть данного метода заключается в том, что для предварительного возбуждения комбинационно-активной среды используется не один короткий световой импульс, а последовательность, состоящая из  $N$  коротких световых импульсов.

Временной интервал  $T$  между импульсами в последовательности выбирается равным периоду комбинационно-активной моды  $T_0 = 2\pi/\Omega$ . При этом амплитуда колебаний комбинационно-активной моды описывается выражением [102]

$$Q(t) = Q_0(T) \sin(\Omega t + \varphi). \tag{77}$$

Здесь

$$\varphi = \pi \frac{T}{T_0} (N - 1), \tag{78}$$

$$Q_0(T) = \frac{C \sin(\pi NT/T_0)}{\Omega \sin(\pi T/T_0)}, \tag{79}$$

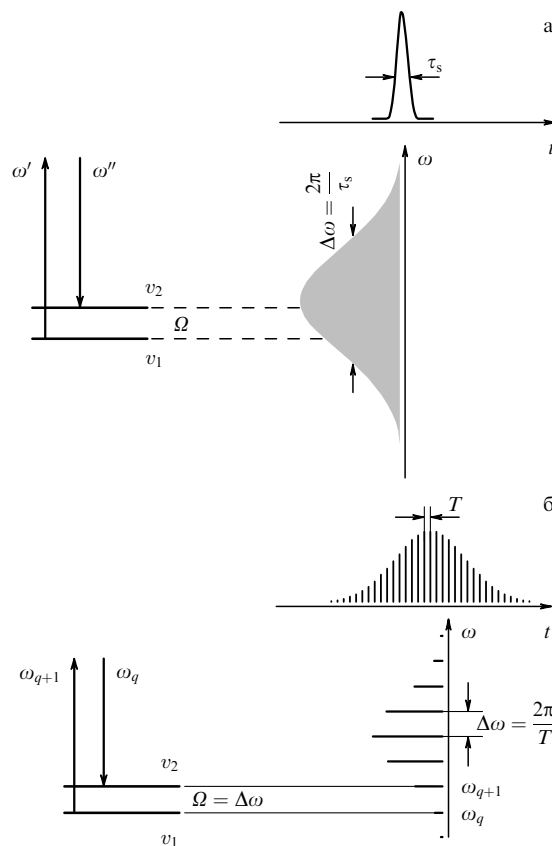
$C$  — постоянная.

Выражения (77) и (79) иллюстрируют резонансный характер зависимости амплитуды комбинационно-активных колебаний от временного интервала между импульсами в цуге. Резонансы в зависимости  $Q(T)$  наблюдаются при равенстве временного интервала  $T$  периоду комбинационно-активной моды  $T_0$  (рис. 24). С физической точки зрения резонанс обусловлен тем, что фаза вынуждающей силы при выполнении этого условия точно совпадает с фазой комбинационно-активных колебаний. В отличие от случая, когда комбинационная мода возбуждается одиночным коротким импульсом, резонансная последовательность коротких импульсов позволяет осуществлять селективное возбуждение комбинационных колебаний.

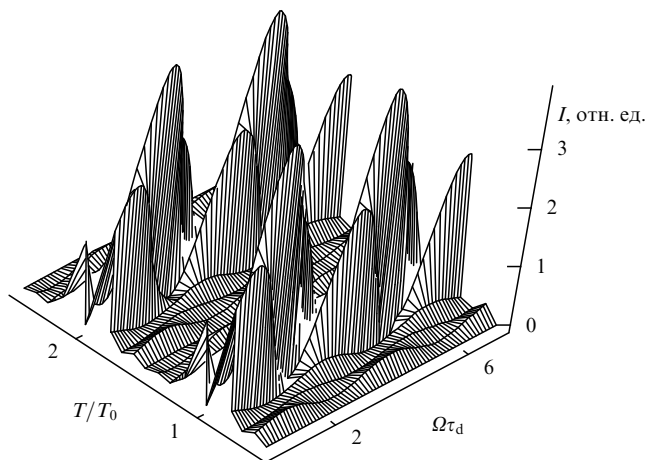
В спектральном представлении резонансная последовательность фемтосекундных импульсов эквивалентна эквидистантному набору частотных компонент, спектральный интервал между которыми  $\Delta\omega$  настроен точно в резонанс с частотой комбинационного колебания (см. рис. 23):  $\Delta\omega = 2\pi/T = \Omega/p$ , где  $p$  — целое число. Амплитуда колебаний в условиях резонанса увеличивается пропорционально числу импульсов в цуге, что позволяет существенно увеличить эффективность комбинационного возбуждения среды (см. рис. 24).

В таблице 3 представлен перечень комбинационно-активных молекул с короткими периодами комбинационных колебаний и достаточно высокими эффективностями комбинационного рассеяния (количественно характеризуемыми в соответствии с методикой, предложенной в работе [103]; см. также [104]) и в связи с этим перспективными для синтеза сверхкоротких импульсов.

В экспериментальных условиях резонансные последовательности коротких импульсов, реализующих селективное возбуждение комбинационно-активных мод, можно получить при помощи пространственных модуляторов света [105–111], позволяющих формировать



**Рис. 23.** (а) Неселективное возбуждение комбинационно-активных колебаний коротким импульсом с широким спектром. (б) Резонансное селективное возбуждение комбинационно-активных колебаний последовательностью коротких импульсов, спектр которой состоит из эквидистантного набора частотных компонент. Спектральный интервал  $\Delta\omega = \omega_{q+1} - \omega_q$  между соседними модами подобной частотной гребенки определяется временным интервалом  $T$  между импульсами в цуге. Эффективное возбуждение молекулярных колебаний достигается при выполнении условия комбинационного резонанса:  $\Delta\omega = 2\pi/T = \Omega/p$ , где  $p$  — целое число.



**Рис. 24.** Интенсивность нелинейного сигнала, пропорционального квадрату амплитуды молекулярных колебаний, в зависимости от  $\Omega\tau_d$  ( $\tau_d$  — время задержки между возбуждением и зондированием среды) и отношения  $T/T_0$  в случае возбуждения комбинационно-активных колебаний последовательностью из четырех импульсов ( $N = 4$ ).

**Таблица 3.** Комбинационно-активные молекулы с малыми периодами комбинационных колебаний и высокими интенсивностями комбинационного рассеяния

Молекула	$\Omega/2\pi c$ , см <sup>-1</sup>	$\Sigma_j$ [103, 104]	$T_0$ , фс
H <sub>2</sub>	4156	3,7	8,0
NF	3962	1,0	8,4
H <sub>2</sub> O	3652	3,4	9,1
NH <sub>3</sub>	3334	6,3	10
C <sub>6</sub> H <sub>6</sub>	3070	14	11
C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	3019	6,6	11
CH <sub>4</sub>	2914	8,6	11
HCl	2886	3,1	12
H <sub>2</sub> S	2611	7,1	13
N <sub>2</sub>	2331	1,0	14
N <sub>2</sub> O	2224	0,4	15
CO	2143	0,9	16
NO	1877	0,4	18
O <sub>2</sub>	1555	1,1	21
CO <sub>2</sub>	1285	2,0	26

Обозначения:  $\Omega/2\pi c$  — частота комбинационно-активной моды,  $\Sigma_j$  — параметр, введенный в работе [103] (характеризует интенсивность комбинационного рассеяния относительно интенсивности комбинационного рассеяния на колебании молекулы азота с частотой 2331 см<sup>-1</sup>),  $T_0$  — колебательный период.

импульсы с практически произвольной временной огибающей. В частности, в экспериментах [25–27] последовательности фемтосекундных импульсов со специально подобранным периодом следования импульсов, сформированные при помощи пространственных модуляторов света, использовались для селективного приготовления волновых пакетов в основном и возбужденных состояниях молекул калия [26, 27] и управления многофотонными переходами в атомах натрия [25] в газовой фазе. Важное преимущество использования пространственных модуляторов света связано с возможностью автоматической настройки последовательности коротких импульсов на определенный комбинационный резонанс методами оптимального квантового контроля [28, 112–114].

## 9. Уменьшение оптических потерь в полых волноводах с периодической оболочкой

Волноводное распространение излучения в обычных волноводах обеспечивается эффектом полного внутреннего отражения. В полых волноводах показатель преломления сердцевины ниже показателя преломления оболочки. Поэтому постоянные распространения мод полых волноводов имеют отличные от нуля мнимые составляющие, и распространение света в подобных волноводах сопровождается потерями излучения. Данное обстоятельство накладывает ограничения на увеличение длины волновода, сдерживая увеличение нелинейно-оптического сигнала, генерируемого в процессах генерации гармоник и смещения частот. В этом разделе мы покажем, что использование полых волноводов со структурированной периодической оболочкой позволяет радикально уменьшить оптические потери, характерные для мод полых волноводов.

Идея уменьшения потерь в подобном волноводе по сравнению с полым волноводом с однородной оболочкой основана на использовании высокой отражательной способности периодической структуры в области фотонной запрещенной зоны [115, 116]. Для иллюстрации этой

идеи воспользуемся лучевым подходом к анализу распространения излучения в волноводе.

Затухание амплитуды светового поля при распространении излучения в полном волноводе связано с потерями, возникающими при отражении излучения от стенок волновода. Коэффициент затухания  $\alpha$  при этом можно найти из соотношения [115]

$$R^{2S} = \exp(-\alpha L), \quad (80)$$

где  $R$  — коэффициент отражения,  $S$  — число отражений от стенок волновода на длине  $L$ . Для установления соотношения  $S$  с размером  $a$  волноводного слоя (сердцевины) можно воспользоваться формулой

$$S = \frac{L}{2a \tan \theta}. \quad (81)$$

Здесь  $\theta$  — угол падения, который можно выразить через постоянную распространения и поперечную составляющую волнового числа  $h$  и  $K$ :

$$h \tan \theta = K. \quad (82)$$

Используя формулы (80)–(82), для коэффициента затухания получаем

$$\alpha = -\frac{h}{aK} \ln R. \quad (83)$$

В случае полого волновода коэффициент отражения  $R$  определяется формулами Френеля. Для ТЕ-волн, падающих под малыми углами  $\theta$ , в этом случае имеем [115]

$$\alpha_h^l = \frac{l^2 \lambda^2}{n_1 a^3 (n_2^2 - n_1^2)^{1/2}}, \quad (84)$$

где  $n_1$  и  $n_2$  — показатели преломления волноводного слоя и оболочки соответственно,  $l$  — целое число, соответствующее модовому индексу.

Таким образом, мы приходим к характерной для полого волновода ситуации, когда зависимость оптических потерь от размера сердцевины и длины волны излучения описывается фактором  $\lambda^2/a^3$ . Это обстоятельство не позволяет использовать волноводы достаточно большой длины в случае, если необходимо достичь высокой плотности мощности излучения за счет возбуждения моды полого волновода с малым размером сердцевины.

Данную проблему можно решить в случае, если оболочка полого волновода имеет периодическую структуру. Предположим, что показатель преломления волноводного слоя, как и прежде, равен  $n_1$ , а оболочка состоит из чередующихся слоев с показателями преломления  $n_1$  и  $n_2$ . В этом случае коэффициент отражения можно записать в виде [115]

$$R_{\text{PBG}} = -i\kappa^* \sinh(sNd) \left[ s \cosh(sNd) + i \frac{\Delta\beta}{2} \sinh(sNd) \right]^{-1}. \quad (85)$$

Здесь

$$s^2 = \kappa^* \kappa - \left( \frac{\Delta\beta}{2} \right)^2, \quad (86)$$

$$\Delta\beta = 2\bar{n} \frac{\omega}{c} \cos \theta - \frac{2\pi m}{d} = 2\bar{n} \frac{\omega - \omega_0}{c} \cos \theta \quad (87)$$

— отстройка от брэгговского резонанса для периодической структуры оболочки волновода с периодом  $d$ ,  $\omega_0$  —

центральная частота фотонной запрещенной зоны,  $\bar{n} = [(n_1^2 + n_2^2)/2]^{1/2}$ ,  $m$  — целое число,  $d$  — размер периода модуляции показателя преломления в оболочке,  $N$  — число таких периодов,  $\kappa$  — коэффициент связи прямой и обратной волн в периодической структуре, который для ТЕ-волны при  $m = 1$  можно представить в виде [115]

$$\kappa = \frac{\sqrt{2}i(n_2^2 - n_1^2)}{\lambda \cos \theta (n_2^2 + n_1^2)^{1/2}}. \quad (88)$$

Вблизи центра запрещенной зоны, где  $|\Delta\beta| \ll |\kappa|$ , имеем [115]

$$R_{\text{PBG}} = \tanh(|\kappa|Nd). \quad (89)$$

Уменьшение оптических потерь в полой волноводе с периодической структурой оболочки характеризуется отношением логарифмов коэффициентов отражения от стенки полого волновода и от периодической структуры. При достаточно больших значениях аргумента гиперболического тангенса (89) получаем

$$\frac{\alpha_{\text{PBG}}}{\alpha_h} \propto a \exp(-2|\kappa|Nd). \quad (90)$$

Как следует из (90), увеличение числа периодов модуляции показателя преломления оболочки полого волновода позволяет достичь экспоненциального уменьшения оптических потерь излучения по сравнению с полым волноводом, имеющим однородную оболочку.

Таким образом, полые волноводы с периодической оболочкой позволяют существенно снизить оптические потери, характерные для мод полых волноводов. При увеличении числа периодов модуляции показателя преломления оболочки волновода достигается экспоненциальное уменьшение оптических потерь излучения по сравнению с полым волноводом, имеющим однородную оболочку. В этой связи полые волноводы с периодической структурой оболочки представляются чрезвычайно перспективными для повышения эффективности нелинейно-оптических процессов, включая процессы фазовой само- и кросс-модуляции, генерации оптических гармоник и оптического сложения частот.

Волноводы с полой сердцевинной и фотонно-кристаллической оболочкой [117–126] принадлежат этому классу волноводов, и можно ожидать, что подобные волноводы могут быть использованы для увеличения эффективности нелинейно-оптических взаимодействий. Однако в связи с тем, что такие волноводы имеют более сложную структуру, чем полые волноводы с периодической оболочкой, рассмотренные в настоящем разделе, для анализа подобной возможности требуется детальное исследование волноводных мод и свойств дисперсии фотонно-кристаллических волноводов.

## 10. Планарные полые гофрированные волноводы с фотонной запрещенной зоной

### 10.1. Полый волновод со свойствами одномерного фотонного кристалла

Один из перспективных путей дальнейшего увеличения эффективности нелинейно-оптических взаимодействий, а также решения проблем фазового и группового синхронизма связан с созданием оптических элементов,

соединяющих свойства полых волноводов и структур с фотонными запрещенными зонами (ФЗЗ-структур). ФЗЗ-структуры (или фотонные кристаллы) широко используются в настоящее время как для фундаментальных исследований, так и для практических приложений [127–129].

Многочисленные применения ФЗЗ-структур основаны на использовании их дисперсионных и отражательных свойств, связанных с наличием в спектре пропускания запрещенной зоны. Одномерные периодические структуры используются в качестве многослойных зеркал [130, 131], компрессоров оптических импульсов [132–134], узкополосных фильтров [115, 135], оптических ограничителей и переключателей [136, 137], логических элементов [138] и компактных преобразователей частоты [139–142]. Более сложные (двумерные) фотонные кристаллы применяются для создания компактных волноводов, ответвителей и мультиплексоров, оптических волокон, а также для создания новых лазерных материалов [143].

Ниже мы рассмотрим возможности компактного оптического элемента, сочетающего свойства полого волновода и ФЗЗ-структуры и состоящего из дифракционной решетки и зеркала (или другой дифракционной решетки). Возможность создания одномерной ФЗЗ-структуры на основе пары дифракционных решеток рассматривалась ранее в работе [144]. Результаты экспериментов [144] по измерению спектров пропускания интерпретировались с использованием простой формулы для одномерной ФЗЗ-структуры без учета волноводных эффектов. Волноводные свойства состоящей из зеркала и дифракционной решетки ФЗЗ-структуры играют важную роль, оказывая существенное влияние на свойства пропускания и дисперсии подобной структуры и обеспечивая дополнительные возможности по управлению дисперсией структуры.

### 10.2. Связь мод и дисперсионные свойства планарного полого ФЗЗ-волновода

Для анализа основных свойств планарного полого ФЗЗ-волновода, состоящего из металлической дифракционной решетки и металлического зеркала (рис. 25), воспользуемся стандартным подходом, основанным на теории связанных мод [55, 115]. В рамках этого подхода периодическая модуляция показателя преломления, вызванная присутствием дифракционной решетки, рас-

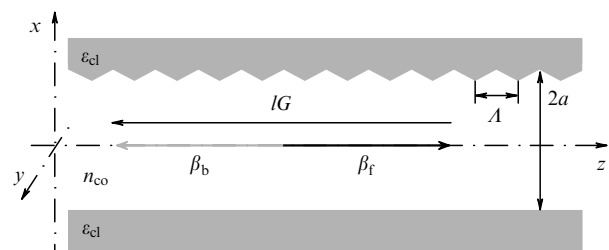
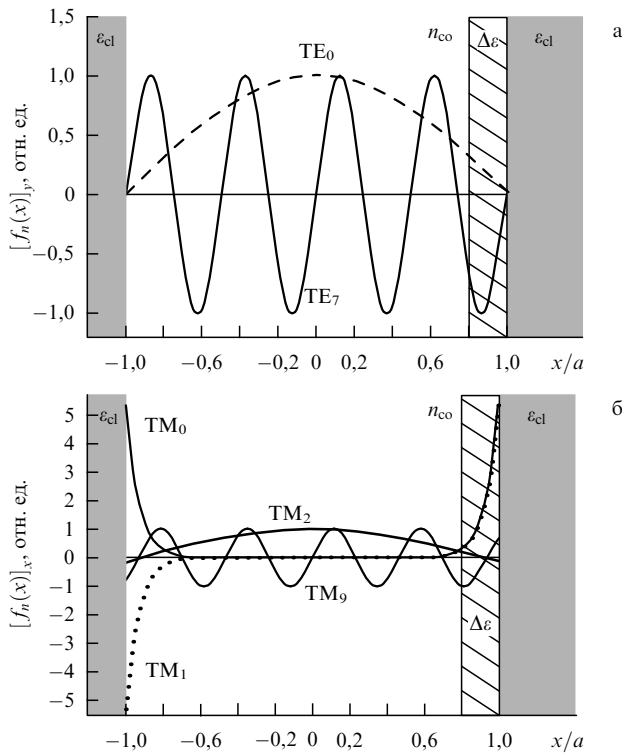


Рис. 25. Гофрированный планарный волновод, образованный дифракционной решеткой и зеркалом:  $A$  — период решетки,  $a$  — полуширина зазора между зеркалом и решеткой,  $n_{co}$  — показатель преломления сердцевинной волновода,  $\epsilon_{cl}$  — диэлектрическая проницаемость оболочки. ФЗЗ-структура возникает из-за сильной связи прямой и обратной мод с постоянными распространения  $\beta_f$  и  $\beta_b$  вблизи брэгговского резонанса (97).



**Рис. 26.** Распределение электрического поля в модах планарного полого ФЗЗ-волновода: (а) проекция поля на ось  $y$  ( $[f_n(x)]_y$ ) для мод  $TE_0$  и  $TE_7$ , (б) проекция поля на ось  $x$  ( $[f_n(x)]_x$ ) для мод  $TM_0$ ,  $TM_1$ ,  $TM_2$  и  $TM_9$  в волноводе с покрытыми алюминием стенками. Полуширина зазора 11 мкм, показатель преломления сердцевины 1, длина волны 0,62 мкм. Затененные области — зоны возмущения показателя преломления.

считается как возмущение, связывающее прямые и обратные моды невозмущенного волновода. При выполнении условий Брэгга данная связь особенно сильна и может приводить к возникновению фотонной запрещенной зоны.

Представим полное электрическое поле в гофрированном волноводе в виде суперпозиции полей мод невозмущенного волновода (рис. 26) с медленно меняющимися амплитудами [55, 115]:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2} \sum_n \mathbf{f}_n(x) [A_n(z) \exp(i\beta_n z) + B_n(z) \exp(-i\beta_n z)] \times \exp(-i\omega t) + \text{c.c.} \quad (91)$$

Здесь  $\omega$  — частота излучения,  $\beta_n$  и  $\mathbf{f}_n(x)$  — постоянная распространения и поперечное распределение поля, соответствующие моде планарного волновода с индексом  $n$ ,  $A_n(z)$  и  $B_n(z)$  — медленно меняющиеся амплитуды прямых и обратных мод планарного волновода с индексом  $n$ .

Возмущение диэлектрической проницаемости  $\Delta\epsilon(x)$  приводит к появлению добавки к поляризации, равной

$$\hat{\mathbf{P}} = \Delta\epsilon(x, z) \mathbf{E}. \quad (92)$$

Поскольку в нашем случае  $\Delta\epsilon(x, z)$  — скалярная величина, наличие возмущения приводит к связи мод одного типа (ТМ либо ТЕ), а моды различных типов остаются несвязанными [55, 115]. Так как в исследуемом случае полуширина волновода промодулирована периодически

вдоль оси  $z$ , возмущение диэлектрической проницаемости можно представить рядом Фурье:

$$\Delta\epsilon(x, z) = \sum_l \tilde{\epsilon}_l(x) \exp(iGz), \quad G = \frac{2\pi}{\Lambda}, \quad (93)$$

где  $\Lambda$  — период решетки.

Система уравнений для амплитуд связанных мод имеет следующий вид [55, 115]:

$$\frac{dA_n}{dz} = \sum_{m,l} \alpha_{nml} [A_m \exp(i(\beta_m - \beta_n + lG)z) + B_m \exp(-i(\beta_m + \beta_n - lG)z)], \quad (94)$$

$$\frac{dB_n}{dz} = \sum_{m,l} \alpha_{nml} [A_m \exp(i(\beta_m + \beta_n - lG)z) + B_m \exp(-i(\beta_m - \beta_n + lG)z)], \quad (95)$$

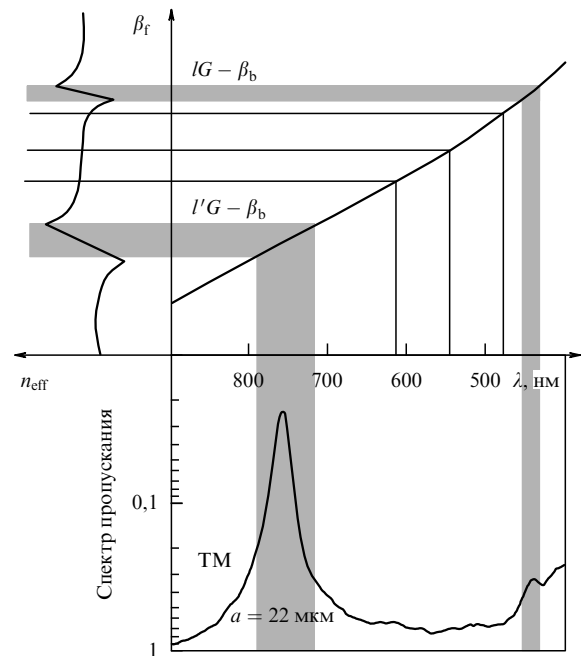
$$\alpha_{nml} = \frac{2\pi i \omega^2}{\beta_n c^2} \frac{\int \tilde{\epsilon}_l(x) \mathbf{f}_m(x) \mathbf{f}_n^*(x) dx}{\int |\mathbf{f}_n(x)|^2 dx}. \quad (96)$$

Условие сильной связи прямой волноводной моды с индексом "f" и встречной моды с индексом "b" при  $\alpha_{fbl} \neq 0$  записывается в форме условия Брэгга:

$$\beta_f + \beta_b = lG, \quad (97)$$

где  $l$  — целое число. При выполнении условия (97) имеет место эффективный обмен энергией между прямой и обратной волноводными модами.

Представленная на рис. 27 диаграмма поясняет дисперсионные свойства гофрированного планарного



**Рис. 27.** Возникновение фотонной запрещенной зоны в дисперсионном соотношении и спектрах пропускания планарного полого гофрированного планарного волновода. Широкая фотонная запрещенная зона формируется семейством взаимодействующих мод невозмущенного полого волновода, для которых выполнено условие Брэгга (97). Фотонная запрещенная зона проявляется в спектре пропускания волновода и в частотной зависимости эффективного показателя преломления  $n_{\text{eff}} = \beta_n/k$ , где  $\beta_n$  — постоянная распространения моды гофрированного планарного волновода с индексом  $n$ .

волновода и условия возникновения фотонной запрещенной зоны в нем. Так как волновод, как правило, имеет большую (по сравнению с длиной волны излучения) полуширину ( $a = 10\text{--}44$  мкм), наложение фотонных запрещенных зон, соответствующих семейству сильно взаимодействующих мод невозмущенного волновода, для которых выполнено условие Брэгга (97), приводит к формированию широкой фотонной запрещенной зоны.

На рисунке 27 также показано, что фотонная запрещенная зона проявляется в спектре пропускания волновода и в дисперсионной зависимости эффективного показателя преломления  $n_{\text{эфф}} = \beta_n/k$ , где  $\beta_n$  — постоянная распространения моды планарного гофрированного полого волновода с индексом  $n$ . В нижней части рисунка представлено экспериментально измеренное (см. раздел 10.3) пропускание для мод ТМ планарного полого ФЗЗ-волновода с полушириной воздушного зазора 22 мкм. Условие Брэгга выполняется для двух целых чисел  $l$  и  $l'$  ( $G$  — вектор обратной решетки).

### 10.3. Спектры пропускания и увеличение эффективности нелинейно-оптических процессов

Оптический элемент, реализующий идею компактного устройства, который сочетает в себе свойства полого волновода и ФЗЗ-структуры, состоит из дифракционной решетки, покрытой слоем алюминия, и алюминиевого зеркала [145]. Эксперименты проводились с дифракционными решетками ( $1200$  и  $2400$  штр  $\text{мм}^{-1}$ ), которые позволяли наблюдать фотонные запрещенные зоны в видимом диапазоне длин волн. Длина волновода составляла 6 см. Ширина воздушного зазора между зеркалом и дифракционной решеткой варьировалась в диапазоне от 20 до 100 мкм, что позволяло управлять фотонной запрещенной зоной в спектре пропускания такой структуры.

Представленные на рис. 28 спектры пропускания созданных планарных полых ФЗЗ-волноводов зависят как от поляризации зондирующего излучения, так и от параметров волновода. Так как с уменьшением полуширины воздушного зазора  $a$  постоянные распространения волноводных мод уменьшаются, фотонная запрещенная зона, в соответствии с условием (97), смещается в синюю область спектра. Уменьшение воздушного зазора волновода приводит также к увеличению доли излучения, распространяющегося в области волновода с периодической модуляцией диэлектрической проницаемости (см. рис. 26), что усиливает связь прямой и обратной волн и, следовательно, увеличивает глубину и ширину фотонной запрещенной зоны.

Результаты экспериментальных исследований [145, 146] показывают, что описанный выше планарный полый ФЗЗ-волновод обладает многими свойствами, присущими гофрированным волноводам. Однако в отличие от обычного диэлектрического гофрированного волновода излучение в планарном полом ФЗЗ-волноводе распространяется в газе, наполняющем зазор между решеткой и зеркалом. Данное обстоятельство, как и в случае с полыми волноводами, позволяет использовать мощные лазерные импульсы, что представляется перспективным для многих применений, включая компрессию импульсов, генерацию гармоник и газовый анализ, основанный на нелинейно-оптических спектроскопических методиках.

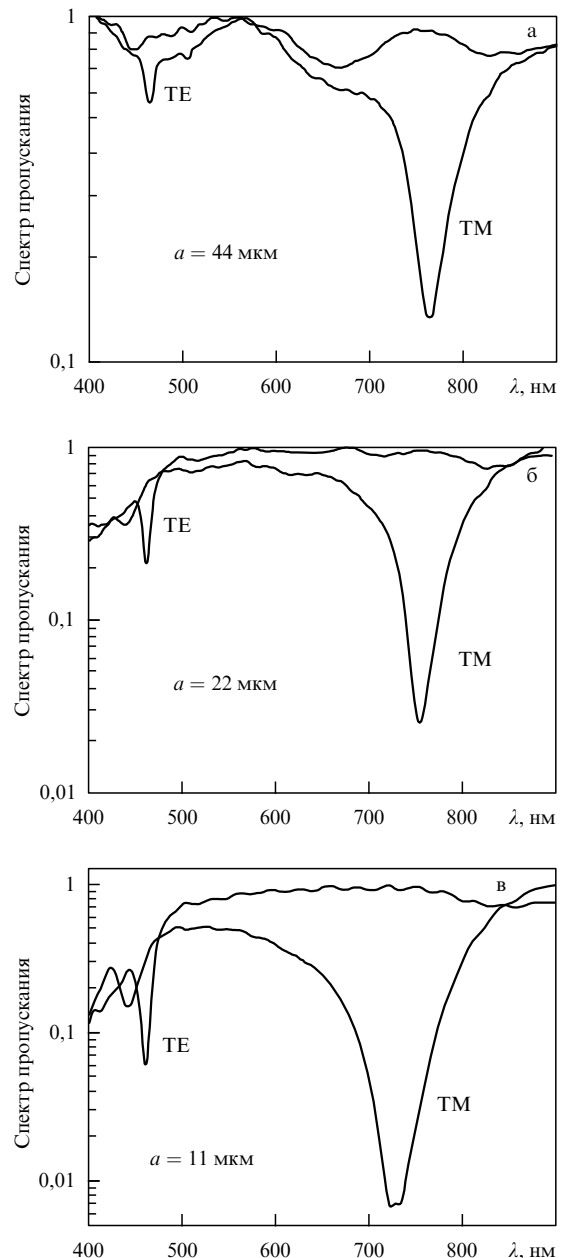


Рис. 28. Спектры пропускания планарного гофрированного полого волновода, состоящего из алюминиевой дифракционной решетки с числом штрихов  $2400$  штр  $\text{мм}^{-1}$  и алюминиевого зеркала (см. рис. 26) при значениях полуширины зазора, равных 44 мкм (а), 22 мкм (б) и 11 мкм (в).

Периодическая модуляция показателя преломления за счет дифракционной решетки приводит к появлению фотонной запрещенной зоны, обеспечивая дополнительные возможности управления дисперсией полого ФЗЗ-волновода, что открывает новые пути согласования фазовых и групповых скоростей световых импульсов. Эффективность нелинейных процессов в таких структурах увеличивается вследствие возрастания локального поля, характерного для ФЗЗ-структур [146, 147]. Наконец, локализация светового поля низших мод ТМ планарного полого ФЗЗ-волновода вблизи поверхности металлической дифракционной решетки (см. рис. 26) позволяет значительно усилить эффекты, связанные с наличием фотонной запрещенной зоны.

Планарные полые ФЗЗ-волноводы позволяют осуществлять управление дисперсией волноводных мод в диапазоне длин волн широко распространенных лазеров, в том числе лазеров, генерирующих сверхкороткие импульсы. Поэтому данные структуры представляются перспективными для многих практических приложений, включая компрессию импульсов, генерацию гармоник и нелинейно-оптический газовый анализ. В частности, эффект фазовой самомодуляции, используемый для сжатия лазерных импульсов, и многоволновые взаимодействия могут быть значительно усилены в подобных волноводах за счет локального увеличения поля.

Эффективность преобразования частоты методом генерации гармоник высокого порядка и смещения частоты можно дополнительно повысить за счет согласования фазовых и групповых скоростей. При соответствующем выборе резонансного газа, наполняющего зазор между зеркалом и дифракционной решеткой, и размера зазора ФЗЗ-волноводы можно использовать также в качестве оптических фильтров, пропускание которых управляется простым изменением давления газа.

## 11. Заключение

Стремительный идейный и технический прогресс оптики сверхкоротких импульсов, достигнутый в последние пять-семь лет, позволил превратить сверхкороткие лазерные импульсы, являвшиеся ранее уникальными объектами научного исследования, доступными лишь нескольким научным лабораториям, в повседневное средство лазерного эксперимента, широко используемое в физике, химии, биологии, биомедицине и лазерных технологиях. Приведенные выше примеры использования наполненных газом полых волноводов показывают, что подобные волноводы являются важным элементом широкого арсенала средств оптики сверхкоротких импульсов, позволяющих с успехом решать целый ряд фундаментальных проблем нелинейной оптики и оптики сверхбыстрых процессов.

К числу основных физических процессов, лежащих в основе использования полых волноводов для эффективной генерации рекордно коротких импульсов, увеличения эффективности генерации когерентного коротковолнового излучения и повышения чувствительности методов нелинейно-оптического газового анализа, относятся фазовая само- и кросс-модуляции, когерентные четырехволновые взаимодействия, генерация гармоник высокого порядка, а также вынужденное комбинационное рассеяние. В частности, явление фазовой самомодуляции в полых волноводах дает возможность получать импульсы длительностью несколько периодов оптического поля с энергией несколько десятков микроджоулей.

Использование процесса вынужденного комбинационного рассеяния позволяет синтезировать световые импульсы длительностью менее 4 фс и открывает возможности получения субфемтосекундных импульсов. Увеличение длины взаимодействия и уменьшение фазовой и групповой расстройки для сверхкоротких импульсов, распространяющихся в полых волноводах, приводят к существенному увеличению эффективности генерации гармоник высокого порядка, а также процессов четырехволнового взаимодействия. Эти свойства полых волноводов открывают широкие перспективы

для создания источников когерентного коротковолнового излучения и повышения чувствительности нелинейно-оптических методов газового анализа.

Сочетание эффектов генерации гармоник и фазовой кросс-модуляции позволяет формировать предельно короткие импульсы с одновременным преобразованием частоты излучения. Новые перспективы применения полых волноводов в оптике сверхкоротких импульсов связаны с использованием методов когерентного контроля для оптимального приготовления среды, обеспечивающего максимальную эффективность процессов генерации гармоник и вынужденного комбинационного рассеяния, а также с созданием новых оптических элементов, сочетающих свойства полых волноводов и структур с фотонными запрещенными зонами.

Автор искренне признателен А.Н. Наумову, R.B. Miles, D. von der Linde, В.П. Силину, F. Giammanco, А.Б. Федотову, Д.А. Сидорову-Бирюкову, S. De Silvestri, M. Motzkus, J. Haus, M. Nisoli, С.А. Урюпину, А.П. Тарасевичу, А.М. Сергееву за многочисленные полезные обсуждения и плодотворное сотрудничество. Автор глубоко благодарен О.Н. Крохину за конструктивную критику и полезные замечания.

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

## Список литературы

1. Szipöcs R et al. *Opt. Lett.* **19** 201 (1994); Stingl A et al. *Opt. Lett.* **20** 602 (1995); Xu L et al. *Opt. Lett.* **21** 1259 (1996); Sutter D H et al. *Opt. Lett.* **24** 631 (1999)
2. Kopf D et al. *Opt. Lett.* **22** 621 (1997); Mayer E J et al. *Opt. Lett.* **22** 528 (1997); Kärtner F X et al. *Opt. Lett.* **22** 831 (1997)
3. Sartania S et al. *Opt. Lett.* **22** 1562 (1997); Xu L et al. *Appl. Phys. B* **65** 151 (1997); Poppe A et al. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **4** 179 (1998)
4. Brabec T, Krausz F *Rev. Mod. Phys.* **72** 545 (2000)
5. Pshenichnikov M S, Baltuska A, Wiersma D A, in *Conf. on Lasers and Electro-Optics-Europe: Intern. Quantum Electronics Conf. (CLEO/EUROPE-IQEC 2000), Nice, France, Sept. 10–15, 2000*, Conf. Digest, p. CMB7
6. Cerullo G et al., in *Proc. Second Italian-Russian Symp. on Ultrafast Optical Physics (ITARUS'99), Moscow, Feb. 22–25, 1999: Tribute to N.I. Koroteev* (Eds G Ferrante, M Vaselli, A M Zheltikov) (Moscow: Intellect Center, 2000) p. 141
7. Spielmann Ch et al. *Science* **278** 661 (1997)
8. Nisoli M, De Silvestri S, Svelto O *Appl. Phys. Lett.* **68** 2793 (1996)
9. Nisoli M et al. *Opt. Lett.* **22** 522 (1997)
10. Baltuska A et al. *Opt. Lett.* **22** 102 (1997)
11. Zhavoronkov N, Korn K, in *Conf. on Lasers and Electro-Optics (CLEO'2001), Baltimore, MD, USA, May 6–11, 2001*, Postdeadline Papers (Baltimore: OSA, 2001) p. CPD19-1
12. Paul P M et al. *Science* **292** 1689 (2001); Hentschel M et al. *Nature* **414** 509 (2001)
13. Nazarkin A, Korn G *Phys. Rev. A* **58** R61 (1998)
14. Korn G, Dühr O, Nazarkin A *Phys. Rev. Lett.* **81** 1215 (1998)
15. Nazarkin A et al. *Phys. Rev. Lett.* **83** 2560 (1999)
16. Wittmann M, Nazarkin A, Korn G *Phys. Rev. Lett.* **84** 5508 (2000)
17. Scrinzi A, Geissler M, Brabec T *Laser Phys.* **11** 169 (2001)
18. Milosevic N et al., in *10th Annual Intern. Laser Physics Workshop (LPHYS'01), Moscow, Russia, July 3–7, 2001*, Book of Abstracts, p. 73; Papadogiannis N A et al. *Phys. Rev. Lett.* **83** 4289 (1999); Tempea G et al. *Phys. Rev. Lett.* **87** 109401 (2001)
19. Reichert J et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 3232 (2000)
20. Diddams S A et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 5102 (2000); Jones D J et al. *Science* **288** 635 (2000)



21. Holzwarth R et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 2264 (2000)
22. Zheltikov A M *J. Raman Spectrosc.* **31** 653 (2000); Zheltikov A M, in *Handbook of Vibrational Spectroscopy* Vol. 1 (Eds J Chalmers, P R Griffiths) (New York: Wiley, 2001) p. 572
23. Zewail A H (Ed.) *Femtochemistry: Ultrafast Dynamics of the Chemical Bond* (World Scientific Series in 20th Century Chemistry, Vol. 3) (Singapore: World Scientific, 1994); "Femtosecond Coherent Raman Spectroscopy". Special Issue (Ed. W Keifer) *J. Raman Spectrosc.* **31** (1/2) (2000)
24. Pausch R et al. *J. Raman Spectrosc.* **31** 7 (2000); Vierheilig A et al. *Chem. Phys. Lett.* **312** 349 (1999); Chen T et al. *Chem. Phys. Lett.* **325** 176 (2000)
25. Hornung T et al. *Appl. Phys. B* **71** 277 (2000)
26. Hornung T, Meier R, Motzkus M *Chem. Phys. Lett.* **326** 445 (2000)
27. Hornung T et al. *Chem. Phys.* **267** 261 (2001)
28. Zeidler D et al. *Phys. Rev. A* **64** 023420 (2001)
29. Shen Y R *The Principles of Nonlinear Optics* (New York: J. Wiley, 1984)
30. Reintjes J F *Nonlinear Optical Parametric Processes in Liquids and Gases* (New York: Academic Press, 1984)
31. Balcou P et al. *J. Phys. B: At. Mol. Opt.* **25** 4467 (1992)
32. Macklin J J, Kmetec J D, Gordon III C L *Phys. Rev. Lett.* **70** 766 (1993)
33. Bellini M et al. *Phys. Rev. Lett.* **81** 297 (1998); Zerneck R et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 1006 (1997); Ditmire T et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 4756 (1996)
34. Chang Z et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 2967 (1997)
35. Villoresi P et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 2494 (2000); Altucci C et al. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **2** 289 (2000)
36. von der Linde D et al. *Phys. Rev. A* **52** R25 (1995); Tarasevitch A et al. *Phys. Rev. A* **62** 023816 (2000)
37. Желтиков А М, Дисс. ... докт. физ.-мат. наук (М.: Физический факультет МГУ, 1999); Желтиков А М *Вестн. МГУ. Сер. Физ. Астрон.* **42** (4) 3 (2001)
38. Miles R B, Laufer G, Bjorklund G C *Appl. Phys. Lett.* **30** 417 (1977)
39. Архипкин В Г и др. *Квант. электрон.* **12** 1429 (1985)
40. Durfee III C G et al. *Opt. Lett.* **22** 1565 (1997)
41. Koroteev N I, Zheltikov A M *Appl. Phys. B* **67** 53 (1998)
42. Желтиков А М, Коротеев Н И, Наумов А Н *ЖЭТФ* **115** 1561 (1999)
43. Rundquist A et al. *Science* **280** 1412 (1998)
44. Tamaki Y, Midorikawa K, Obara M *Appl. Phys. B* **67** 59 (1998)
45. Constant E et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 1668 (1999)
46. Durfee III C G et al. *Phys. Rev. Lett.* **83** 2187 (1999)
47. Fedotov A B et al. *Appl. Phys. B* **72** 575 (2001); *Laser Phys.* **11** 515 (2001)
48. Наумов А Н и др. *Письма в ЖЭТФ* **73** 300 (2001); *ЖЭТФ* **120** 280 (2001)
49. Желтиков А М, Наумов А Н *Квант. электрон.* **30** 351 (2000); Naumov A N, Giammanco F, Zheltikov A M *Laser Phys.* **10** 774 (2000)
50. Durfee III C G et al. *Opt. Lett.* **24** 697 (1999)
51. Ахманов С А, Никитин С Ю *Физическая оптика* (М.: Изд-во МГУ, 1998)
52. Naumov A N, Zheltikov A M *Laser Phys.* **11** 424 (2001)
53. Колевагова О А, Наумов А Н, Желтиков А М *Квант. электрон.* **31** 173 (2001); Kolevatova O A, Naumov A N, Zheltikov A M *Laser Phys.* **11** 427 (2001)
54. Marcetili E A J, Schmeltzer R A *Bell Syst. Tech. J.* **43** 1783 (1964)
55. Adams M J *An Introduction to Optical Waveguides* (Chichester: Wiley, 1981)
56. Akhmanov S A, Vysloukh V A, Chirkin A S *Optics of Femtosecond Laser Pulses* (New York: AIP, 1992)
57. Backus S et al. *Opt. Lett.* **21** 665 (1996)
58. Fedotov A B et al. *Opt. Commun.* **133** 587 (1997)
59. Tempea G, Brabec T *Opt. Lett.* **23** 762 (1998); Milosevic N, Tempea G, Brabec T *Opt. Lett.* **25** 672 (2000)
60. Naumov et al. A N *J. Opt. Soc. Am. B* **18** 811 (2001)
61. Naumov A N et al. *Laser Part. Beams* **19** 75 (2001)
62. Alfano R R et al. *Opt. Lett.* **11** 626 (1986)
63. Alfano R R et al. *Phys. Rev. A* **35** 459 (1987); Alfano R R et al. *Appl. Opt.* **26** 3491 (1987)
64. Agrawal G P *Nonlinear Fiber Optics* (Boston: Academic Press, 1989)
65. Но Р Р et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **7** 276 (1990)
66. Дианов Е М и др. *Квант. электрон.* **15** 1941 (1988)
67. Agrawal G P, Baldeck P L, Alfano R R *Phys. Rev. A* **40** 5063 (1989)
68. Гладков С М и др. *Письма в ЖТФ* **14** 1399 (1988)
69. Fedotov A B et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **8** 363 (1991)
70. Желтиков А М, Коротеев Н И, Федотов А Б *Оптика и спектроскоп.* **72** 971 (1992)
71. Zheltikov A M, Koroteev N I, Fedotov A B *Laser Phys.* **4** 569 (1994); Fedotov A B, Koroteev N I, Zheltikov A M *Laser Phys.* **5** 835 (1995)
72. Fedotov A B et al. *Phys. Lett. A* **271** 407 (2000)
73. Siders C W et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **13** 330 (1996)
74. Fedotov A B et al. *J. Nonlinear Opt. Phys. Mater.* **6** 387 (1997)
75. Chang Z et al. *Phys. Rev. A* **58** R30 (1998)
76. Salières P, L'Huillier A, Lewenstein M *Phys. Rev. Lett.* **74** 3776 (1995)
77. Zuo T et al. *Phys. Rev. A* **51** 3991 (1995)
78. Figueira de Morisson Faria C, Milošević D B, Paulus G G *Phys. Rev. A* **61** 063415 (2000); Milošević D B, Becker W, Kopold R *Phys. Rev. A* **61** 063403 (2000); Milošević D B, Becker W *Phys. Rev. A* **62** R011403 (2000)
79. Watson J B et al. *Phys. Rev. A* **53** R1962 (1996); Sanpera A et al. *Phys. Rev. A* **54** 4320 (1996)
80. Sekikawa T et al. *Phys. Rev. Lett.* **83** 2564 (1999)
81. Силин В П *ЖЭТФ* **47** 2254 (1964); **114** 864 (1998); *Квант. электрон.* **26** 11 (1999); *ЖЭТФ* **117** 926 (2000); Ахманов С А и др., Препринт физического факультета МГУ № 5 (М.: МГУ, 1988)
82. Schafer K J et al. *Phys. Rev. Lett.* **70** 1599 (1993)
83. Corkum P B *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994 (1993)
84. Lewenstein M et al. *Phys. Rev. A* **49** 2117 (1994)
85. Lewenstein M, Salières P, L'Huillier A *Phys. Rev. A* **52** 4747 (1995)
86. Antoine Ph et al. *Phys. Rev. A* **53** 1725 (1996)
87. Zheltikov A M et al. *Laser Phys.* **6** 49 (1996)
88. Antoine Ph, L'Huillier A, Lewenstein M *Phys. Rev. Lett.* **77** 1234 (1996)
89. Antoine Ph et al. *Phys. Rev. A* **56** 4960 (1997)
90. Naumov A N et al. *Laser Phys.* **11** 286 (2001)
91. Аммосов М В, Делоне Н Б, Крайнов В П *ЖЭТФ* **91** 2008 (1986)
92. Harris S E, Sokolov A V *Phys. Rev. Lett.* **81** 2894 (1998)
93. Sokolov A V, Yavuz D D, Harris S E *Opt. Lett.* **24** 557 (1999)
94. Sokolov A V et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 562 (2000); Fam Le Kien et al. *Phys. Rev. A* **60** 1562 (1999)
95. Corkum P B, Burnett N H, Ivanov M Y *Opt. Lett.* **19** 1870 (1994)
96. Ivanov M et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 2933 (1995)
97. von der Linde D *Appl. Phys. B* **68** 315 (1999)
98. Farkas G, Toth C *Phys. Lett. A* **168** 447 (1992)
99. Harris S E, Macklin J J, Hänsch T W *Opt. Commun.* **100** 487 (1993)
100. Christov I P, Murnane M M, Kapteyn H C *Phys. Rev. Lett.* **78** 1251 (1997)
101. Carman R L, Mack M E *Phys. Rev. A* **5** 341 (1972)
102. Akhmanov S A, Nikitin S Yu *Physical Optics* (Oxford: Clarendon Press, 1997)
103. Schrötter H W, Klöckner W, in *Raman Spectroscopy of Gases and Liquids* (Topics in Current Physics, Vol. 11, Ed. A Weber) (Berlin: Springer-Verlag, 1979) p. 123
104. Ахманов С А, Коротеев Н И *Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света* (М.: Наука, 1981)
105. Weiner A M et al. *Opt. Lett.* **15** 326 (1990)
106. Hillegas C W et al. *Opt. Lett.* **19** 737 (1994)
107. Weiner A M *Prog. Quantum Electron.* **19** 161 (1995)
108. Weiner A M et al. *IEEE J. Quantum Electron.* **28** 908 (1992)
109. Wefers M M, Nelson K A *Opt. Lett.* **18** 2032 (1993)
110. Wefers M M, Nelson K A *Science* **262** 1381 (1993)
111. Wefers M M, Nelson K A *J. Opt. Soc. Am. B* **12** 1343 (1995)
112. Brumer P, Shapiro M *Chem. Phys. Lett.* **126** 54 (1986)
113. Tannor D J, Kosloff R, Rice S A *J. Chem. Phys.* **85** 5805 (1986)
114. Judson R S, Rabitz H *Phys. Rev. Lett.* **68** 1500 (1992)
115. Yariv A, Yeh P *Optical Waves in Crystals* (New York: Wiley, 1984)
116. Zheltikov A M *Laser Phys.* **11** 435 (2001)
117. Knight J C et al. *Opt. Lett.* **21** 1547 (1996)
118. Birks T A, Knight J C, Russell P St J *Opt. Lett.* **22** 961 (1997)
119. Knight J C et al. *Science* **282** 1476 (1998)

120. Cregan R F et al. *Science* **285** 1537 (1999); Knight J C et al. *Opt. Mater.* **11** 143 (1999)
121. Broderick N G R et al. *Opt. Lett.* **24** 1395 (1999); Monro T M et al. *Opt. Lett.* **25** 206 (2000)
122. Федотов А Б и др. *Письма в ЖЭТФ* **71** 407 (2000)
123. Ranka J K, Windeler R S, Stentz A J *Opt. Lett.* **25** 25 (2000)
124. Желтиков А М *УФН* **170** 1203 (2000); Zheltikov A M, in *Nanoscale Linear and Nonlinear Optics: Intern. School on Quantum Electronics, Erice, Sicily, July 2–14, 2000* (AIP Conf. Proc., Vol. 560, Eds M Bertolotti, C M Bowden, C Sabilia) (Melville, N.Y.: AIP, 2001) p. 259; Zheltikov A M, in *Proc. Third Intern. Symp. on Modern Problems of Laser Physics (MPLP'2000), Novosibirsk, Russia, 2000* (Eds S N Bagayev, V I Denisov) (Novosibirsk: Inst. Laser Phys., 2000) p. 11
125. Fedotov A B et al. *Laser Phys.* **10** 723 (2000); Алфимов М В и др. *Письма в ЖЭТФ* **71** 714 (2000); Fedotov A B et al. *Laser Phys.* **11** 138 (2001)
126. Желтиков А М и др. *ЖЭТФ* **120** 570 (2001); Fedotov A B et al. *Appl. Phys. B* **72** 575 (2001)
127. Yablonovitch E *J. Opt. Soc. Am. B* **10** 283 (1993)
128. *Photonic Band Gap Materials* (NATO ASI Series. Ser. E, Vol. 315, Ed. C M Soukoulis) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1996)
129. Joannopoulos J D, Meade R D, Winn J N *Photonic Crystals* (Princeton, N.J.: Princeton Univ. Press, 1995)
130. Born M, Wolf E *Principles of Optics* (Oxford: Pergamon Press, 1980)
131. Yokoyama H et al. *Appl. Phys. Lett.* **57** 2814 (1990); Baba T et al. *IEEE J. Quantum Electron.* **27** 1347 (1991); Jung I D et al. *Appl. Phys. B* **65** 137 (1997)
132. Cerullo G et al. *Opt. Lett.* **24** 1529 (1999)
133. Dühr O et al. *Opt. Lett.* **24** 34 (1999)
134. Koroteev N I et al. *Opt. Commun.* **159** 191 (1999)
135. Wang S S, Magnusson R *Appl. Opt.* **34** 2414 (1995)
136. Scalora M et al. *Phys. Rev. Lett.* **73** 1368 (1994)
137. Tran P *Opt. Lett.* **21** 1138 (1996); Tran P *J. Opt. Soc. Am. B* **16** 70 (1999); Hess O, Scholz S *Opt. Express* **3** 28 (1998)
138. Kashkarov P K, Zheltikov A M *Nonlinear Opt.* **23** 305 (2000); Nefedov I S et al. *Laser Phys.* **10** 640 (2000)
139. Martorell J, Vilaseca R, Corbalán R *Appl. Phys. Lett.* **70** 702 (1997)
140. Scalora M et al. *Phys. Rev. A* **56** 3166 (1997); Centini M et al. *Phys. Rev. E* **60** 4891 (1999)
141. Тарасишин А В, Желтиков А М, Магницкий С А *Письма в ЖЭТФ* **70** 800 (1999); Желтиков А М, Тарасишин А В, Магницкий С А *ЖЭТФ* **118** 340 (2000)
142. Dumeige Y et al. *Appl. Phys. Lett.* **78** 3021 (2001)
143. *Nanoscale Linear and Nonlinear Optics: Intern. School on Quantum Electronics, Erice, Sicily, July 2–14, 2000* (AIP Conf. Proc., Vol. 560, Eds M Bertolotti, C M Bowden, C Sabilia) (Melville, N.Y.: AIP, 2001)
144. Todorik K, Hayase S *Appl. Phys. Lett.* **70** 550 (1997)
145. Fedotov A B et al. *Laser Phys.* **11** 1009 (2001)
146. Fedotov A B et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 1162 (2002)
147. Zheltikov A M, in *CLEO/Europe – EQEC Focus Meetings, Munich, Germany, June 18–21, 2001*, Conf. Digest (Munich: EPS, 2001) p. 248

### Ultrashort light pulses in hollow fibers

**A.M. Zheltikov**

*M.V. Lomonosov Moscow State University, Physics Department; International Laser Center, Vorob'evy Gory, 119899 Moscow, Russian Federation*  
*Tel. (7-095) 939-5174*  
*E-mail: zheltikov@top.phys.msu.su*

Ultrafast-optics applications of nonlinear optical processes in gas-filled hollow fibers are briefly reviewed. The main physical processes behind the use of hollow fibers for efficiently generating unprecedentedly short light pulses, enhancing coherent short-wavelength emissions, and improving the sensitivity of nonlinear optics gas-phase analysis are considered, including self- and cross-phase modulation, coherent four-wave mixing, high-order harmonic generation, and stimulated Raman scattering. Methods to generate and control extremely short pulses, including few-cycle field waveforms, are discussed.

PACS numbers: 42.65.Dr, 42.65.Ky, 42.65.Re, 42.65.Wi

Bibliography — 147 references

*Received 23 August 2001, 29 October 2001*