

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА

На правах рукописи

Бугай Александр Николаевич

**НЕЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКИХ И ШИРОКОПОЛОСНЫХ
ИМПУЛЬСОВ В АНИЗОТРОПНЫХ СРЕДАХ**

Специальность 01.04.03 – радиоп физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва - 2019

Работа выполнена в Объединенном институте ядерных исследований

Научный

Сазонов Сергей Владимирович

консультант:

доктор физико-математических наук, профессор, ведущий научный сотрудник Национального исследовательского центра «Курчатовский институт»

Официальные

Камчатнов Анатолий Михайлович

оппоненты:

доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник теоретического отдела Института спектроскопии РАН (ИСАН)

Козлов Сергей Аркадьевич

доктор физико-математических наук, профессор, декан факультета фотоники и оптоинформатики Санкт-Петербургского национального исследовательского университета информационных технологий, механики и оптики

Маймистов Андрей Иванович

доктор физико-математических наук, профессор, профессор кафедры физики твердого тела и наносистем Национального исследовательского ядерного университета «МИФИ»

Защита состоится «___» _____ 2019 года в __ часов __ минут на заседании Диссертационного Совета МГУ.01.08 Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова по адресу: 119991, г. Москва, ГСП-1, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, физическая аудитория имени Р.В. Хохлова.

С диссертацией можно ознакомиться в отделе диссертаций научной библиотеки МГУ имени М.В. Ломоносова (119192, г. Москва, Ломоносовский пр-т, д. 27) и на сайте ИАС «ИСТИНА»:

<https://istina.msu.ru/dissertations/187584340/>

Автореферат разослан «___» _____ 2019 г.

Ученый секретарь

диссертационного совета МГУ.01.08

доктор физико-математических наук, доцент

E-mail: kosareva@physics.msu.ru

О.Г. Косарева

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

Закономерности распространения и взаимодействия в нелинейных средах квазимонохроматических сигналов, в том числе солитонных, в настоящее время весьма хорошо изучены в радиофизике, оптике и акустике [1,2]. В гораздо меньшей степени это можно сказать о широкополосных импульсах, содержащих всего несколько колебаний. Такие объекты интенсивно исследуются в нелинейной оптике от УФ до терагерцового диапазонов [3,4], пикосекундной акустике [5,6] и физике дискретных полимерных цепочек [7,8].

Предметом настоящей диссертации служит исследование нелинейного взаимодействия двух различных по своему спектральному составу сигналов, один из которых является квазимонохроматическим, а другой широкополосным. Такое взаимодействие в нелинейной анизотропной диспергирующей среде осуществимо при выполнении следующего условия синхронизма [9, 10]:

$$v_{ph} = v_g \cos \theta, \quad (1)$$

где v_g – групповая скорость квазимонохроматического импульса, v_{ph} – фазовая скорость широкополосного импульса, θ – угол между векторами \vec{v}_{ph} и \vec{v}_g . Впервые данный эффект был открыт в физике плазмы и получил название длинно-коротковолновый “резонанс Захарова-Бенни” (РЗБ) [9, 10].

Отметим, что проведение оптико-акустических аналогий в рассматриваемых областях является весьма плодотворным, позволяя получить целый ряд новых результатов [2, 11] При проведении таких аналогий, прежде всего необходимо обратить внимание на особенности реализации условия синхронизма длинных и коротких волн (1) (Рис.1). Так, для коротких электромагнитных импульсов его выполнение возможно преимущественно за счет временной дисперсии, а для упругих волн деформации - за счет пространственной. С другой стороны, можно поставить вопрос о модификации (1) за счет нелинейных эффектов, когда групповая скорость v_g квазимонохроматического импульса зависит не только от его частоты, но и от амплитуды. В изотропной среде такая зависимость может возникнуть при распространении лазерных или гиперзвуковых импульсов в режиме самоиндуцированной прозрачности [12, 13] в области резонансного поглощения

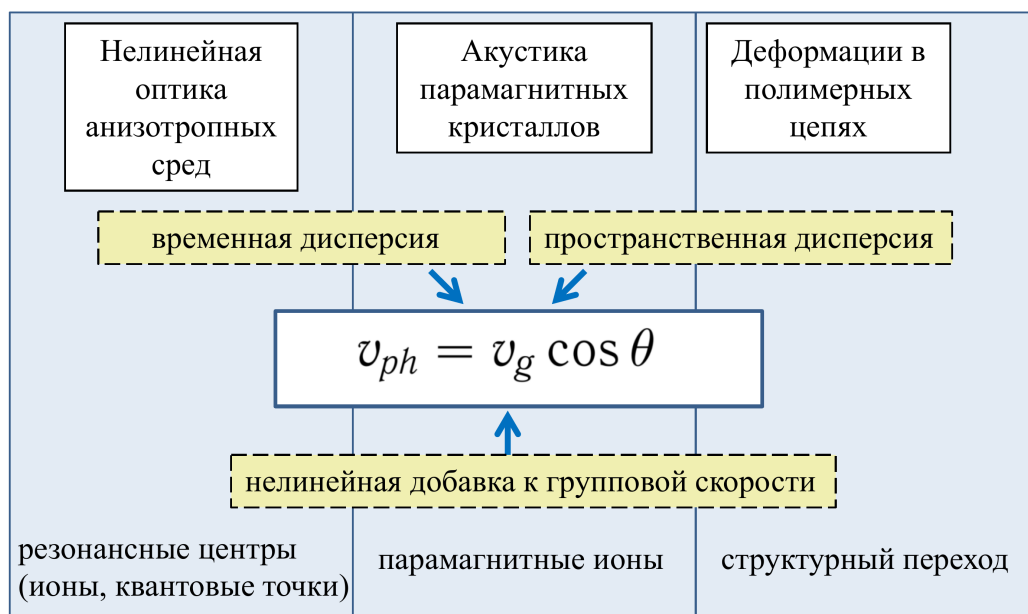


Рис. 1. Влияние различных эффектов на условие синхронизма для взаимодействия длинных и коротких волн в задачах нелинейной оптики и аналогичных им акустических моделях, рассматриваемых в работе (Гл.1-4).

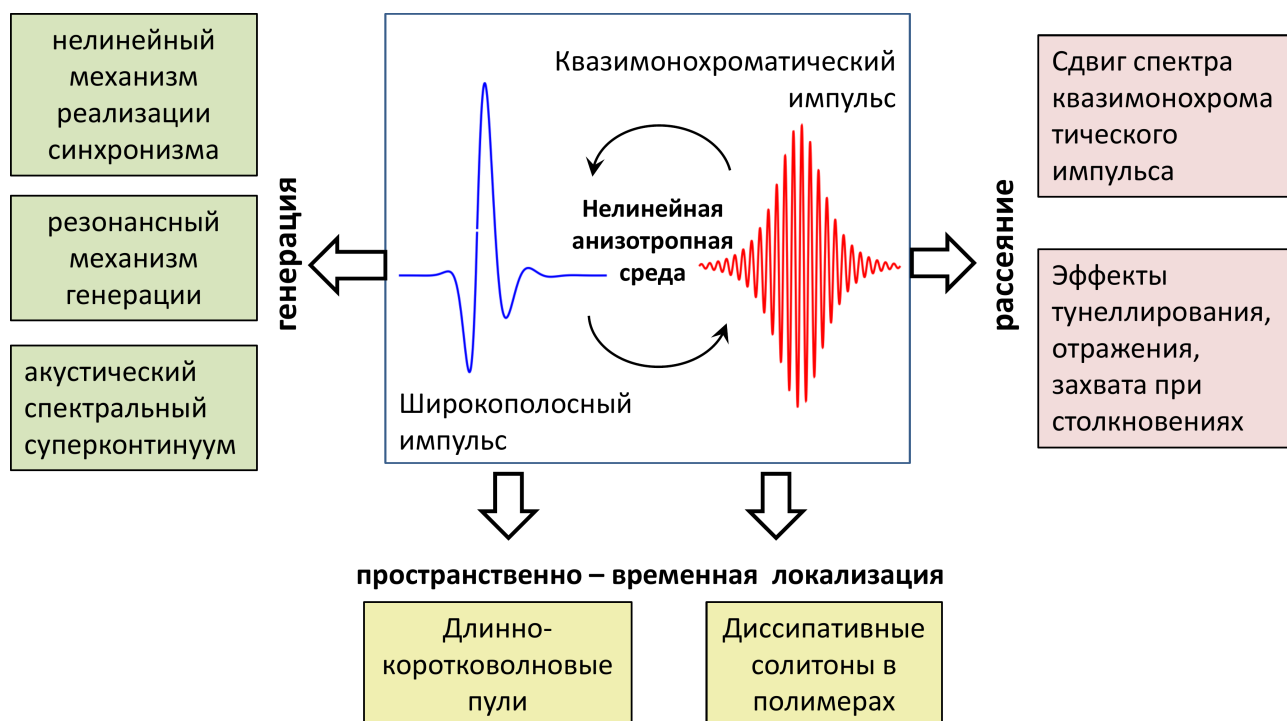


Рис. 2. Классификация режимов взаимодействия квазимонохроматических и широкополосных импульсов с примерами основных физических эффектов, выявленных в работе (Гл.5,6)

среды. В полимерных системах подобные эффекты могут иметь место при структурных переходах, когда скорость переноса деформации зависит от ее амплитуды [14].

Среди возможных режимов взаимодействия рассматриваемых в работе типов импульсов естественно выделить генерацию, рассеяние при столкновениях и связанное распространение (Рис.2).

Пространственно-одномерные солитоны в интегрируемых системах в условиях взаимодействия длинных и коротких волн относительно хорошо изучены [15, 16]. Однако, в пространственно-неодномерных системах возникает вопрос об условиях полной пространственно-временной локализации нелинейных волн в виде так называемых пуль [17], которые весьма актуальны с точки зрения использования в спектроскопии и системах передачи информации.

Явление генерации широкополосных терагерцовых сигналов в нелинейных диэлектриках с помощью лазерных квазимонохроматических импульсов в лазерной физике связано с эффектом оптического выпрямления [18]. Существенной проблемой здесь является повышение эффективности генерации, которая в большинстве кристаллов не превышает десятые или сотые доли процента [19]. Аналог оптического выпрямления в нелинейной акустике кристаллов практически не изучен, хотя это могло бы послужить новым источником широкополосных волн деформации. В физике полимеров в качестве аналогичного эффекта хорошо известна модель Давыдова [7], когда электронное возбуждение порождает деформацию. Однако, обратный эффект, когда деформация порождает электрический импульс не исследован, хотя модельные эксперименты свидетельствуют о такой возможности [20].

Недавние эксперименты свидетельствуют, что в ходе параметрического взаимодействия квазимонохроматических и широкополосных импульсов в процессах генерации [21, 22] или взаимных столкновений может происходить смещение спектра первых как целого [23, 24]. Подобные эффекты возникают и в полимерных цепях при рассеянии или захвате возбуждений на деформациях [7, 25, 26]. Последовательное теоретическое описание и классификация данных режимов ранее проделаны не были, хотя это открывает возможности для сверхбыстрого управления параметрами квазимонохроматических световых импульсов в оптических вычислительных устройствах [27] или сигналами в молекулярной электронике [26, 28].

Цель работы

Основная цель работы состоит в теоретическом исследовании режимов генерации, распространения и взаимодействия квазимонохроматических и широкополосных импульсов электромагнитной и акустической природы в нелинейных анизотропных средах.

Для выполнения поставленной цели решались следующие основные задачи:

- на основе оптико-акустических аналогий сформулировать модели взаимодействия квазимонохроматических и широкополосных импульсов применительно к нелинейной оптике световых и терагерцовых лазерных импульсов, гиперзвуковой акустике парамагнитных кристаллов и нелинейной динамике упругих деформаций и электрических сигналов в полимерных системах

- провести исследование самосогласованных процессов генерации широкополосных импульсов путем “выпрямления” квазимонохроматических импульсов при нерезонансном и резонансном механизмах их взаимодействия с нелинейной анизотропной средой

- провести анализ спектральной динамики квазимонохроматических и широкополосных импульсов в процессах генерации и взаимных столкновений в нелинейной среде

- рассмотреть формирование и режимы распространения пространственно-временных уединенных волн (пуль), содержащих квазимонохроматическую и широкополосную компоненты

Научная новизна

- Впервые предложен нелинейный механизм реализации синхронизма для процесса генерации широкополосного импульса путем “выпрямления” квазимонохроматического, при замедлении последнего в режиме самоиндуцированной прозрачности в резонансной среде

- Впервые описаны структура и динамика формирования устойчивых пространственно-временных уединенных волн (пуль) в виде связанного состояния квазимонохроматического и широкополосного импульсов в резонансных и нерезонансных анизотропных средах

- Впервые описаны и проклассифицированы режимы рассеяния (тунел-

лирование, отражение, захват) и саморассеяния квазимонохроматических импульсов на широкополосных

– Впервые сформулированы акустические аналоги эффекта оптического выпрямления в парамагнитных кристаллах и полимерных цепях различной структуры

– Впервые рассмотрен параметрический механизм возбуждения акустических диссипативных солитонов в полимерах под действием электромагнитного поля терагерцовых частот

Научная и практическая значимость

Полученные результаты важны как с фундаментальной, так и с практической точек зрения. На основе выявленных в работе физических эффектов взаимодействия длинных и коротких волн различной природы, отраженных в защищаемых положениях, предложены методы повышения эффективности генерации широкополосного терагерцового излучения, получения акустического суперконтинуума, контроля возбуждений в полимерах с помощью переменных электрических полей, способы управления спектральными, временными и пространственными параметрами лазерных импульсов при их взаимодействии с терагерцовыми сигналами.

Достоверность результатов

Достоверность результатов диссертационной работы обеспечивается применением хорошо зарекомендовавших себя современных точных и приближенных теоретических методов нелинейной физики в сочетании с проверкой и дополнением их численным моделированием, основанным на использовании специализированного программного обеспечения. Полученные результаты находятся в согласии с известными экспериментами в области нелинейной оптики терагерцовых импульсов, пикосекундной акустики и наблюдениями переноса сигналов в полимерах.

Личный вклад

Основные результаты, представленные в работе, получены автором лично, либо при его определяющем участии в постановке задачи, выводе урав-

нений физической модели, обсуждении результатов и написании публикаций. Компьютерное моделирование и разработка численных схем проводились лично автором. В совместных работах были реализованы идеи, обсуждавшиеся в разное время с С.В. Сазоновым, А.П. Сухоруковым, М. Сатаричем и С. Здравковичем.

Апробация основных результатов

Результаты диссертационной работы докладывались на следующих международных и российских конференциях: всероссийских школах-семинарах “Волновые явления в неоднородных средах” (Москва, МГУ, 2004-2018), всероссийских школах-семинарах “Физика и применение микроволн” (Москва, МГУ, 2005-2017), международных научных школах “Когерентная оптика и оптическая спектроскопия” (Казань, 2003-2011, 2014), международных симпозиумах по фотонному эху и когерентной спектроскопии (Калининград, 2005, 2017; Казань 2009; Йошкар-Ола, 2013), международных чтениях по квантовой оптике (Самара, 2007, Волгоград, 2011, Троицк, 2015), семинарах по квантовой оптике памяти Д.Н. Клышко (Москва 2005, 2009, 2011, 2013), международной конференции “Лазерная физика и оптические технологии” (Гродно, Беларусь, 2006), международной конференции “Фундаментальные проблемы оптики” (Санкт-Петербург, 2006, 2010), международных конференциях молодых ученых и специалистов “Оптика” (Санкт-Петербург, 2003, 2007, 2009, 2015), Курчатовских молодежных научных школах (Москва, 2006-2010), конференции по физике конденсированного состояния, сверхпроводимости и материаловедению (РНЦ “Курчатовский институт”, Москва, 2007), VI Съезде по радиационным исследованиям (Москва, 2010), International conferences ICONO/LAT (St.-Petersburg, 2005; Minsk, Belarus, 2007; Kazan, 2010), II International Conference “Terahertz and Microwave radiation: Generation, Detection and Applications” TERA-2012 (Moscow, 2012), XVI, XVII International conferences “Foundations and Advances in Nonlinear Science” (Minsk, Belarus, 2012, 2014), II, III International seminars “Nonlinear Phenomenology Advances” (St.-Petersburg, 2013, 2015), International Meeting on the Program of Cooperation of Serbia and JINR: Condensed Matter Physics (Belgrade, Serbia, 2014), VI International School and Conference on Photonics (Belgrade, Serbia 2017).

Публикации

Основные результаты диссертации изложены в 50 печатных работах, в том числе в 45 статьях в рецензируемых научных журналах, удовлетворяющих Положению о присуждении учёных степеней в МГУ имени М.В.Ломоносова, и 5 статьях из перечня ВАК РФ. Список работ автора [А1-А50] приведен в конце автореферата перед списком литературы.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Условие синхронизма для взаимодействия длинных и коротких волн в нелинейной анизотропной среде удовлетворяется за счет нелинейного замедления квазимонохроматического импульса при его взаимодействии с резонансными примесными центрами, внедренными в среду. Наиболее ярко этот эффект способен проявиться в нелинейной оптике.

2. Генерация терагерцового излучения как результат взаимодействия длинных и коротких волн в нелинейной резонансной среде, содержащей несимметричные молекулы или наноструктуры с постоянным дипольным моментом, является на порядок более эффективной, чем в недопированной среде.

3. В нелинейной среде с примесными центрами условие синхронизма для взаимодействия длинных и коротких волн можно удовлетворить для двух частот квазимонохроматических импульсов, что в ходе генерации широкополосных сигналов приводит к формированию низкочастотного суперконтинуума. Данный эффект характерен для гиперзвуковой акустики парамагнитных кристаллов.

4. Рассеяние квазимонохроматического импульса на широкополосном в нелинейной анизотропной среде приводит к сдвигу его спектра как целого и сопровождается временной задержкой или захватом, а также спектральным уширением в момент столкновения.

5. Действие переменного электрического поля на частоте оптической фононной моды полимера при превышении порога на интенсивность способно подавить затухание квазимонохроматического импульса деформации в молекулярной цепи.

6. Внедрение примесных центров в нелинейной анизотропной среде дает возможность распространения широкополосных оптических или акустиче-

ских видеоимпульсов как положительной, так и отрицательной полярности. Их пространственно-временная локализация в виде устойчивых пульс возможна при создании инверсии населенностей в системе примесных центров и отсутствии в спектре импульса резонансных компонент.

7. Процесс генерации широкополосного импульса в объемной среде с резонансными примесными центрами при выполнении условия синхронизма длинных и коротких волн происходит в режиме филаментации с дальнейшим формированием из филамент устойчивых, локализованных во всех направлениях длинно-коротковолновых пульс.

Структура и объем работы

Диссертация объемом 215 страниц состоит из введения, шести глав и заключения, включает 58 рисунков, 1 таблицу и список цитируемой литературы из 322 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **Введении** обоснована актуальность работы, сформулированы цели исследования, показана научная новизна и практическая значимость полученных научных результатов, а также изложены основные положения, выносимые на защиту.

Глава 1 посвящена обзору закономерностей распространения и взаимодействия в нелинейных анизотропных средах квазимонохроматических и широкополосных сигналов, в том числе солитонных, в радиофизике, оптике и акустике. Здесь проводятся взаимные аналогии и приведен литературный обзор исследований.

Глава 2 посвящена формулировке самосогласованной модели взаимодействия квазимонохроматических световых импульсов и широкополосных терагерцовых сигналов в нелинейных средах с одноосной анизотропией, содержащих вкрапления из резонансных примесных центров, обладающих постоянным дипольным моментом (полярных молекул, квантовых точек и т.д.). Распространение импульсов с поляризацией необыкновенной волны рассматривается перпендикулярно оси анизотропии (Рис.3). Теоретическая модель основана на использовании полуклассического описания, когда динамика интенсивных электрических полей все еще рассматривается на ос-

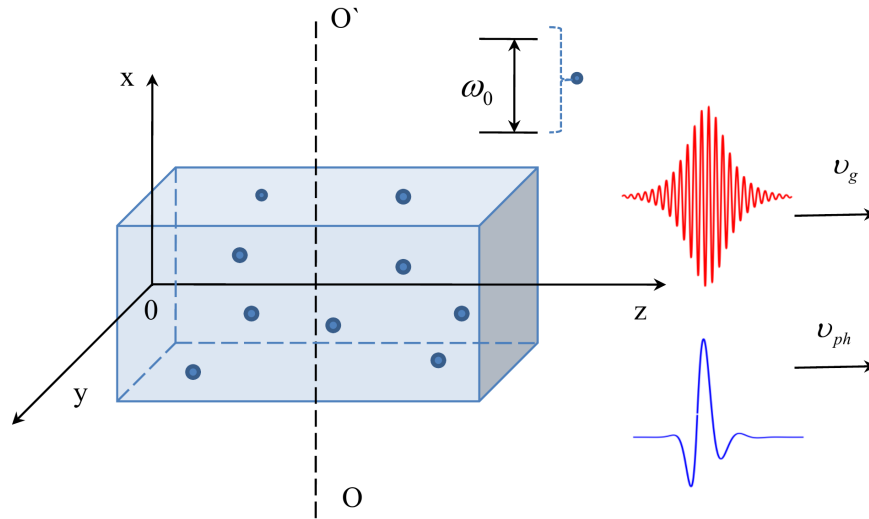


Рис. 3. Схема взаимодействия квазимонохроматических и широкополосных импульсов в задачах нелинейной оптики и акустики парамагнитных кристаллов. Прямая OO' задает ось анизотропии кристалла либо направление внешнего магнитного поля. Точки соответствуют резонансным центрам с характерной частотой перехода ω_0

нове классических уравнений Максвелла, а для состояния среды используется квантовомеханическое описание. Рассмотрены случаи, когда частота ω лазерного импульса совпадает с частотой перехода ω_0 двухуровневой системы примесных центров, а также когда удалена от нее. В первом случае взаимодействие с резонансными центрами, обладающими постоянным дипольным моментом, дает вклад в генерацию широкополосного терагерцового излучения за счет возникновения биений на основной частоте перехода, вызванных нестационарным эффектом Штарка. В нерезонансном же случае примесные центры вносят дополнительный вклад в величины нелинейности и дисперсии основной кристаллической матрицы, что может привести к изменению их знака. В модели учтена также возможность распространения импульса с наклонным фронтом интенсивности.

Глава 3 посвящена формулировке модели взаимодействия квазимонохроматических импульсов гиперзвуковых частот и широкополосных упругих волн в парамагнитных кристаллах. Здесь развивается аналогия с оптической задачей, рассмотренной в предыдущей главе. В данном случае роль электромагнитного поля играют продольные упругие волны в кристалле, а роль примесей – парамагнитные ионы, обладающие спином $S = 1$ (ионы Fe^{2+} , Ni^{2+}). В условиях спин-фононного взаимодействия при распространении гиперзвуковых импульсов вдоль оси симметрии кристалла перпенди-

кулярно внешнему магнитному полю разрешенным является только переход между крайними уровнями зеемановского триплета, что и приводит к аналогичной двухуровневой системе. Проведенный анализ показывает, что удовлетворить (1) за счет только пространственной дисперсии кристалла не представляется возможным, поскольку групповая скорость в этом случае всегда меньше фазовой. Таким образом, именно наличие примесных центров способно повлиять на эффективное взаимодействие длинных и коротких волн деформации. Временная дисперсия, привносимая парамагнитными ионами, дает возможность выполнения (1) на двух различных частотах входного гиперзвукового импульса, причем их значения, в свою очередь, зависят от внешнего магнитного поля B_0 . Варьируя значение B_0 можно изменять выполнение условия синхронизма длинных и коротких волн широких пределах. В соответствующих оптических экспериментах такая возможность отсутствует. Отдельно рассмотрен случай распространения широкополосных звуковых импульсов под произвольным углом по отношению к направлению постоянного внешнего магнитного поля, что важно для нужд акустической спектроскопии.

Глава 4 посвящена исследованию и формулировке моделей взаимодействия длинных и коротких волн в дискретных полимерных цепочках. В первом параграфе рассмотрена геликоидальная модель двойной спирали [29], описывающая изменение поперечной компрессии и угла кручения спирали. Дисперсия в данной системе является пространственной и имеет как оптическую, так и акустическую ветви. Оценка параметров выявила возможность удовлетворения условия синхронизма (1) при взаимодействии оптических и акустических фононов, были получены редуцированные волновые уравнения в континуальном пределе, сводящие описание к рассмотренным в предыдущих главах оптическим и акустическим аналогам. Здесь же рассмотрена задача о параметрическом взаимодействии системы с внешним электромагнитным полем резонансной частоты.

Далее производится рассмотрение ситуации, когда деформация в молекулярной цепи способна породить электрический импульс и провзаимодействовать с ним. Такие эффекты возможны в сложных полимерных системах большого размера - микротрубочках (Рис.4). Применяемый модельный подход использует усредненное описание поверхностной деформации микротрубочки, когда влияние удаленных соседей учитывается эффективным потенциалом, формируемым коллективным молекулярным полем субъеди-

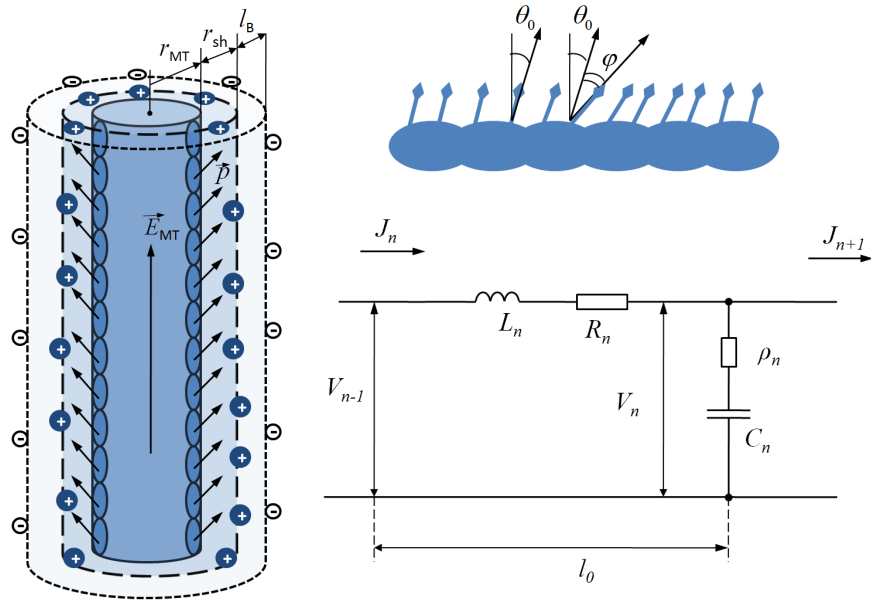


Рис. 4. Полиэлектролитная модель микротрубочки (слева). Полый цилиндр, составленный из диполей, формирующих коллективное поле E_{MT} , окружен двойным электрическим слоем из сконденсированных ионов электролита. Справа приведены элемент эквивалентной линии электрической передачи для динамики ионов в продольном сегменте цепи полимера, а также схема угловой деформации.

ниц, обладающих дипольным моментом. Соответствующие угловые деформации полимера описываются на основе аналогии с жидкими кристаллами и мембранами. Изменение наклона диполей характеризуется эффективным углом φ в плоскости, параллельной оси z микротрубочки. Модель также рассматривает распространение токов ионов электролита, сконденсированных на поверхности микротрубочки. В этом случае использована аналогия с эквивалентной нелинейной линией электрической передачи (Рис.4). В итоге редукция полученных волновых уравнений также приводит к системе, описывающей взаимодействие квазимонохроматических импульсов деформации и широкополосных электрических сигналов при синхронизме длинных и коротких волн.

Главы 5, 6 посвящены анализу различных режимов взаимодействия импульсов (см. Рис.2). Полученную в сформулированных физических моделях обобщенную систему уравнений, описывающую взаимодействие квазимонохроматических и широкополосных импульсов в условиях синхронизма

длинных и коротких волн можно записать как:

$$i\frac{\partial\psi}{\partial z} + \frac{k_2}{2}\frac{\partial^2\psi}{\partial\tau^2} - \beta_2\varepsilon\psi - \gamma_3|\psi|^2\psi - \beta_3\varepsilon^2\psi - \alpha R + i\Gamma\psi = \\ = itg\theta\frac{\partial\psi}{\partial x} + \frac{c\operatorname{cosec}\theta}{2n_0\omega} \left((1 + tg^2\theta)\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} - \frac{2tg\theta}{v_g \cos\theta} \frac{\partial^2\psi}{\partial x\partial\tau} \right), \quad (2)$$

$$\frac{\partial\varepsilon}{\partial z} + \delta\frac{\partial\varepsilon}{\partial\tau} - \sigma\frac{\partial^2\varepsilon}{\partial\tau^2} - \mu\frac{\partial^3\varepsilon}{\partial\tau^3} + b\varepsilon\frac{\partial\varepsilon}{\partial\tau} + g\varepsilon^2\frac{\partial\varepsilon}{\partial\tau} + a\frac{\partial W}{\partial\tau} + \\ + \frac{\partial}{\partial\tau} \left(|\psi|^2(\beta_0 + \gamma_0\varepsilon) \right) = \frac{c}{2n_T} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \int_{-\infty}^{\tau} \varepsilon d\tau', \quad (3)$$

$$\frac{\partial R}{\partial t} = i \left(\Delta - \frac{D\varepsilon}{\hbar} \right) R + i\frac{2d\psi W}{\hbar}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} = i\frac{d}{\hbar} (\psi^* R - \psi R^*). \quad (5)$$

Для квазимонохроматического импульса (лазерный импульс, гиперзвуковой импульс деформации) с несущей частотой ω введена медленно меняющаяся огибающая ψ , а уравнение (3) записано для поля широкополосного импульса ε (терагерцовый электромагнитный импульс, волна упругой деформации или ионного потенциала) с использованием приближения медленно меняющегося профиля [30, 31]. Взаимодействие с резонансной средой учитывается параметрами α , a , а эволюция соответствующих материальных переменных R и W подчиняются уравнениям типа Блоха. Для полимерных систем правые части (2),(3) отсутствуют, также как и вклад материальных переменных, а соответствующие уравнения записываются с точностью до инверсии $z \leftrightarrow t$.

Линейная дисперсия и потери задаются коэффициентами k_2 , Γ , σ , μ , где δ учитывает отклонение от условия синхронизма (1) в движущейся системе координат $\tau = t - z/v_g$. Отметим, что величина θ , входящая в (1), здесь соответствует наклону фронта интенсивности квазимонохроматического импульса. В этом случае коэффициент групповой дисперсии k_2 испытывает сильную зависимость от θ . Величины β_2 , β_0 , β_T , b определяют вклады нерезонансной квадратичной нелинейности среды. Влияние же кубической нелинейности может стать существенным только за счет перенормировки β_3 , γ_3 , γ_0 , g в режиме квазирезонанса, когда R и W можно

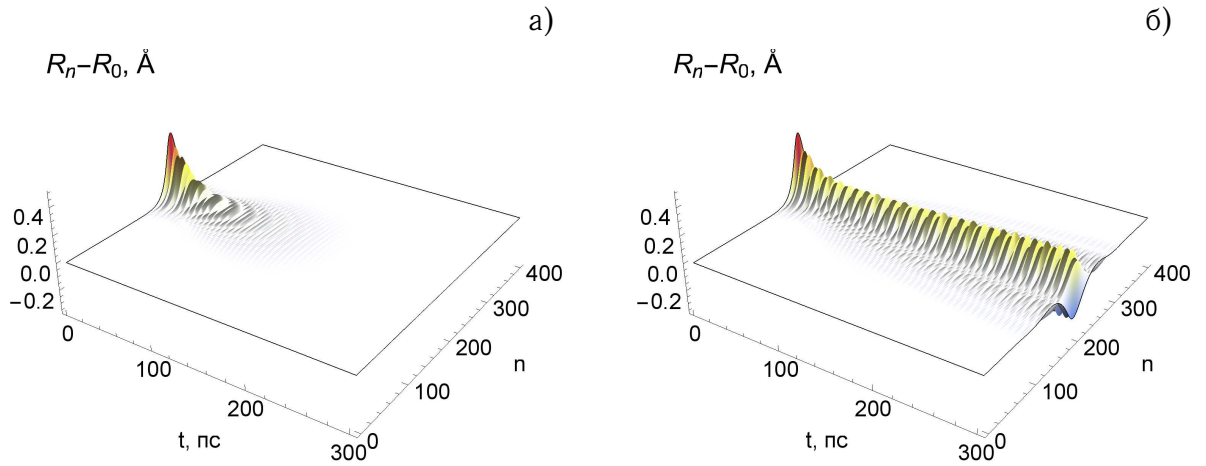


Рис. 5. Эволюция возбуждения в молекулярной цепи двойной спирали в случаях $|\epsilon_0| < \gamma$ (а) и $|\epsilon_0| > \gamma$ (б). Приведено изменение радиуса R_n n -го элемента в спирали относительно равновесного значения R_0 .

представить в виде степенного ряда по величинам полей. В материальных уравнениях Δ – отстройка от резонанса, \hbar – постоянная Планка, параметры d и D в оптике определяют дипольные моменты перехода и постоянный дипольный момент, соответственно, а в акустике выражаются через компоненты тензора спин-фононного взаимодействия.

В **Главе 5** с помощью приближенных аналитических методов и численного моделирования исследуются эффекты взаимодействия в пространственно-одномерном случае ($\partial/\partial x = \partial/\partial y = 0$).

В §5.1 рассматриваются связанные режимы распространения импульсов в виде одно и двух компонентных солитонов, отмечается значительная роль примесных центров в появлении новых типов сигналов. Показано, что дополнительная кубическая нелинейность и дисперсия, возникающие при квазирезонансном взаимодействии с системой примесных центров приводит к возможности существования солитонных видеоимпульсов как положительной, так и отрицательной полярности в зависимости от параметров среды. В случае парамагнитного кристалла режимы распространения таких широкополосных импульсов зависят от величины внешнего магнитного поля.

Здесь же исследуется распространение импульсов в полимерной цепи, когда существенна диссипация. В этом случае, чтобы реализовать устойчивый режим распространения импульсов требуется либо постоянный приток энергии в систему, либо наличие в ней бистабильности. Первый механизм

реализуется при взаимодействии квазимонохроматического импульса деформации в молекулярной цепи с внешним электрическим полем терагерцовой частоты.

В таком случае для огибающей деформации получено следующее уравнение

$$i \frac{\partial \psi}{\partial t} - \frac{\omega_2}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \zeta^2} - Q |\psi|^2 \psi = -\frac{i\gamma}{2} \psi + \frac{\epsilon_0}{2} \psi^* e^{i\delta t}, \quad (6)$$

где ω_2 и Q определяют групповую дисперсию и нелинейность, γ - коэффициент затухания, ϵ_0 пропорционально квадрату амплитуды внешнего электрического поля с частотой Ω , а $\delta = 2(\Omega - \omega)$ характеризует отстройку частоты. Отметим, что в связи с невыполнением условия синхронизма (1), широкополосная деформация не является независимой, а адиабатически следует за квазимонохроматической волной. Индуцированные электрическим полем смещения зарядов вместе с колебаниями полимера в режиме параметрического резонанса приводят к возможности компенсации затухания нелинейных колебаний внешним электрическим полем при превышении порога на интенсивность (Рис.5).

В микротрубочках реализуется механизм, связанный с наличием бистабильности. В этом случае реализуется автоволновой режим распространения структурного перехода (кинк) для угловой деформации, который связан с импульсом ионного тока. При этом анализируется исходная, а не редуцированная к (2),(3), система уравнений следующего вида

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial \varphi}{\partial z} - v_0^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + \omega_0^2 \varphi - b_2 \varphi^2 + a_3 \varphi^3 = -\beta u, \quad (7)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} - d \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \alpha \frac{\partial \varphi}{\partial z}, \quad (8)$$

где φ - угол деформации, u - разность потенциалов в поверхностном слое ионов электролита, v_0 - линейная скорость звука. Параметры b_2 , a_3 определяют эффективный несимметричный двухъямный потенциал для структурной деформации с характерной частотой колебаний ω_0 в окрестности нижнего минимума. Коэффициенты γ , d определяют диссипативные члены, а параметры α и β учитывают взаимодействие ионных токов с деформацией молекулы.

В §5.2 рассмотрен нерезонансный режим генерации широкополосных импульсов (сигнал) квазимонохроматических импульсов (накачка) в одно-

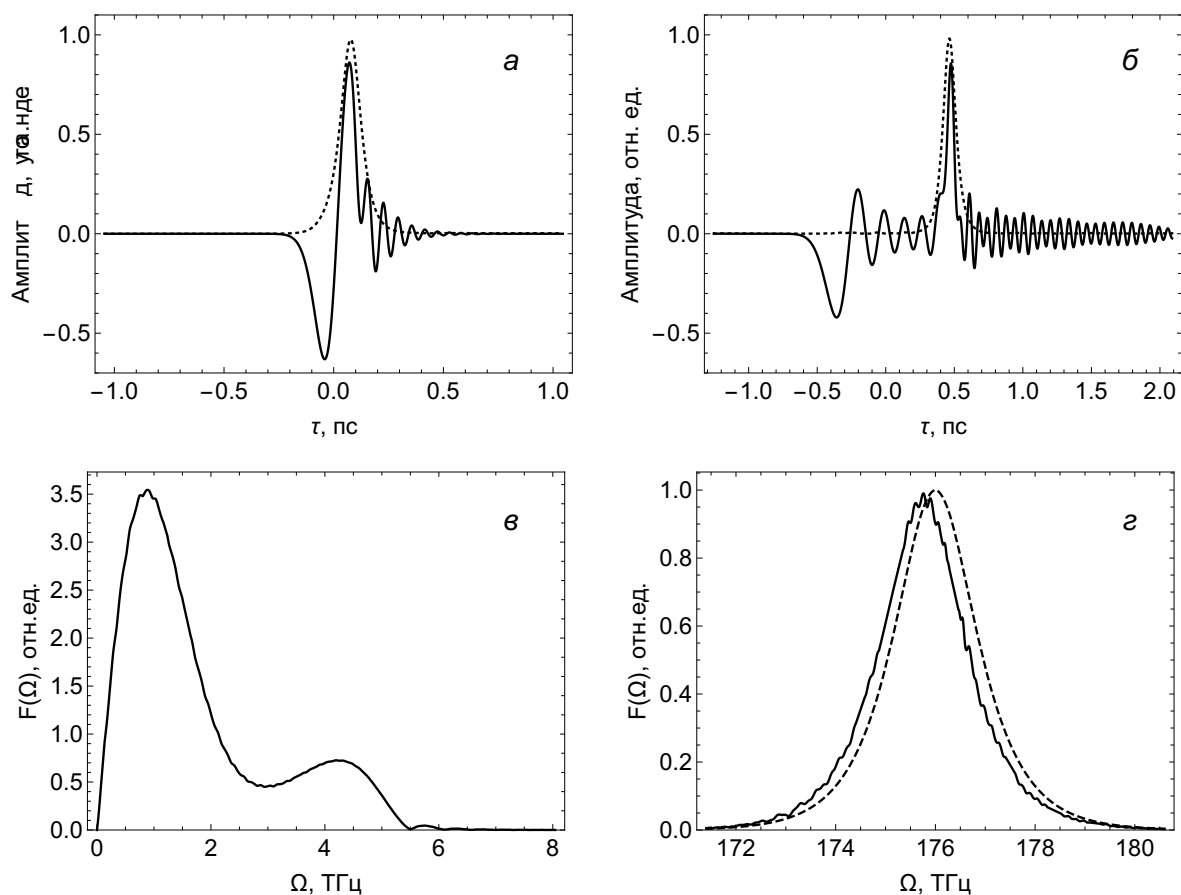


Рис. 6. Переходная (а) и асимптотическая стадия (б) генерации терагерцового излучения в арсениде галлия, где пунктир - огибающая лазерного импульса, сплошная линия - поле ТГц сигнала. Также приведены соответствующие спектры терагерцового (в) и лазерного импульсов (г). Штриховой линией обозначены спектры на входе в среду.

частотном и двухчастотном режимах в условиях синхронизма длинных и коротких волн.

Протекание процесса имеет общие черты для всех режимов генерации, включая и резонансный. Здесь возможно выделить две стадии – переходную и асимптотическую. На переходной стадии (Рис.6а), в которой поле импульса накачки еще можно считать заданным происходит генерация широкополосного сигнала. На асимптотической стадии (Рис.6б), проявляющейся на дистанциях распространения порядка десятка длин дисперсионного расплывания накачки, происходит разбиение широкополосного импульса на солитонную часть, связанную с квазимонохроматическим импульсом (длинно-коротковолновый солитон), и модулированный несолитонный сигнал. При переходе к асимптотической стадии спектр входного импульса испытывает непрерывное смещение в красную область (Рис.6г), что вызвано саморассеянием на сгенерированном излучении.

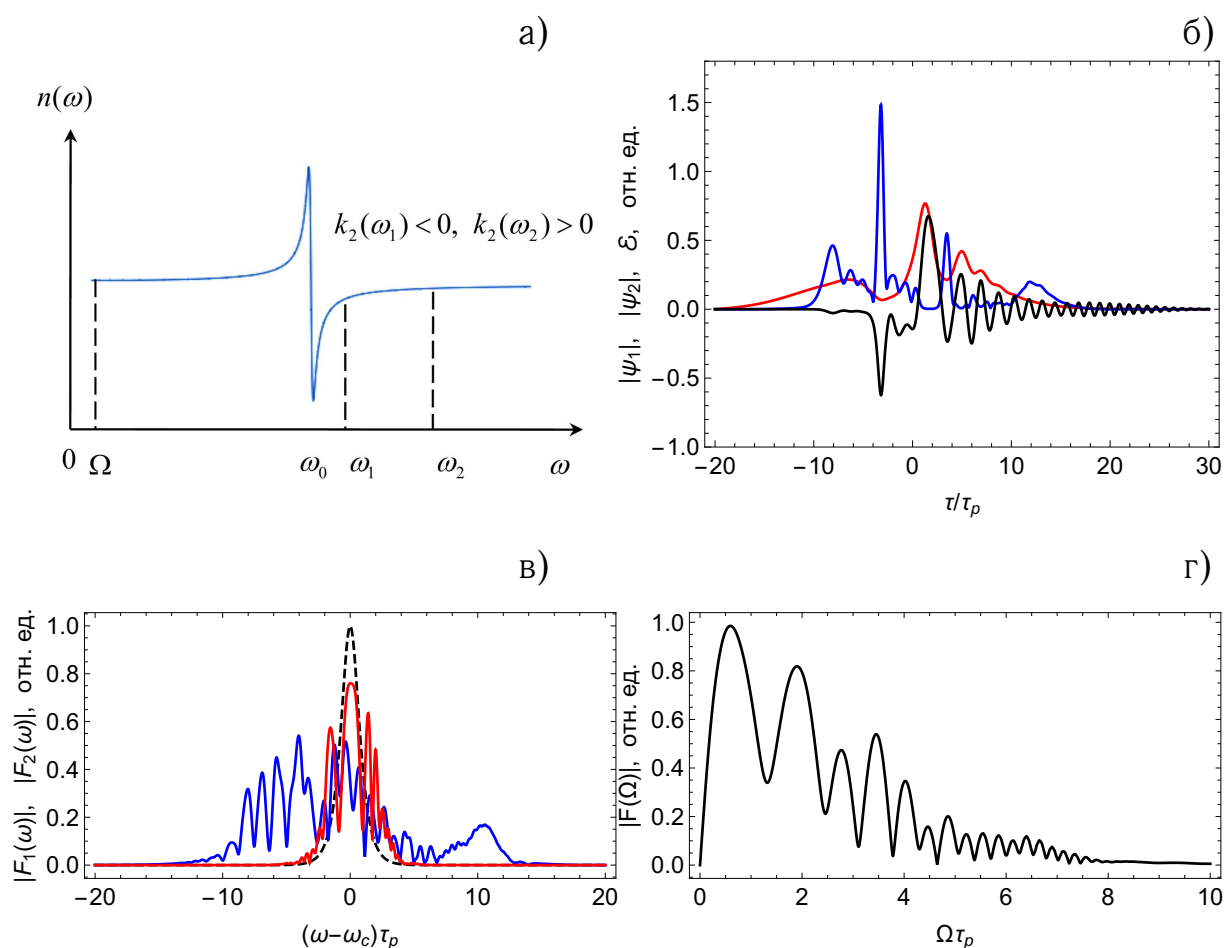


Рис. 7. Формирование акустического спектрального суперконтинуума при двухчастотной генерации в кристалле MgO:Fe^{2+} . Изображены положение частот ω_1, ω_2 относительно линии поглощения ω_0 зеemanовского триплета (а), временные профили (б), спектры квазимонохроматических (в) и широкополосных импульсов (г) на дистанции распространения в пять длин дисперсионного расплывания. Красные кривые соответствуют импульсу с несущей частотой ω_1 , синие кривые - импульсу с несущей частотой ω_2 , а черные кривые - низкочастотному сигналу. Пунктиром обозначены спектры квазимонохроматических импульсов на входе в кристалл.

В двухчастотном режиме генерации, который реализуется для гиперзвука в парамагнитных кристаллах, спектр широкополосного сигнала на переходной стадии является суперпозицией вкладов от квазимонохроматических импульсов с отличающимися частотами (Рис.7а,б). Из-за этого он является более протяженным, чем в одночастотном режиме, и приобретает характер акустического суперконтинуума (Рис.7г). С другой стороны, квазимонохроматические импульсы испытывают множественное саморассеяние на порожденном сигнале, в результате чего, когда их спектр может испытывать сдвиг как в красную, так и в фиолетовую области (Рис.7в).

Для полимерных систем, обладающих дискретной структурой дополни-

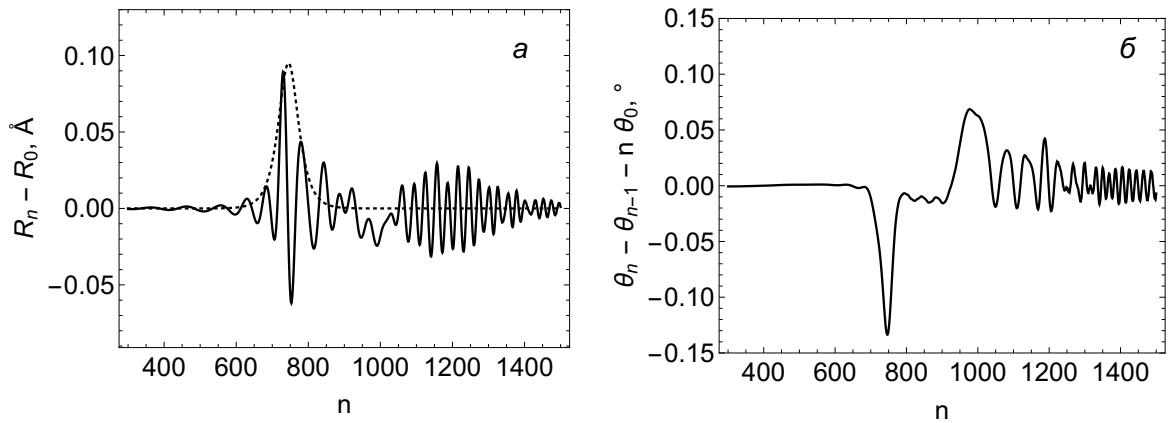


Рис. 8. Формирование связанного состояния квазимонохроматического (а) и широкополосного (б) импульсов деформации в дискретной полимерной цепи двойной спирали. Приведены изменения радиуса n -го элемента R_n , и угла кручения θ_n относительно равновесных значений R_0 и θ_0 . Пунктир – огибающая солитонной части сигнала, рассчитанная по уравнениям (2), (3).

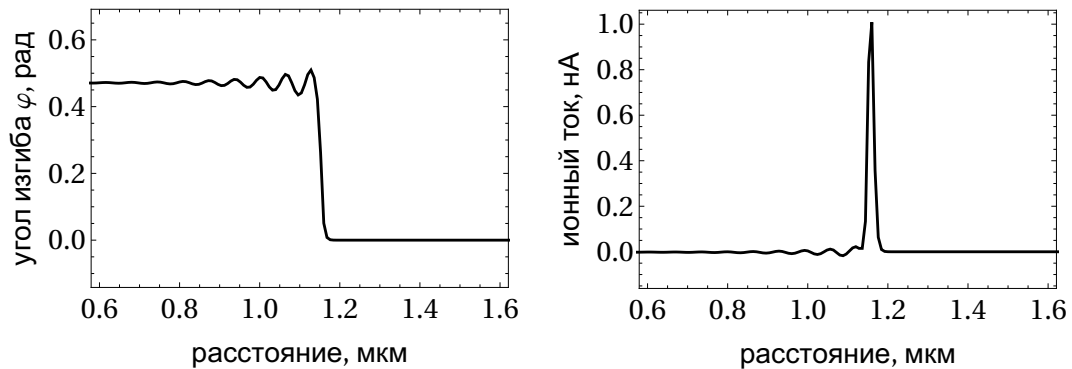


Рис. 9. Транспорт автоволновых сигналов в микротрубочках. Распространение структурной деформации порождает сопутствующий импульс тока.

тельно проверялась справедливость континуального приближения и приближения медленно меняющихся огибающих. Характерный пример асимптотической стадии генерации деформаций в двойной спирали приведен на Рис.8. С помощью численного моделирования в полимерных системах также проанализировано распространение импульсных волн большой амплитуды, когда уравнения (2),(3) уже не справедливы. В случае двойной спирали из исходных осциллирующих сигналов при этом инициируется локализованный структурный переход, где обе связанные компоненты деформации приобретают колоколообразную форму. В микротрубочках кинк угловой деформации порождает кинк ионного потенциала, что соответствует колоколообразному импульсу ионного тока (см. Рис.9). Отметим, что скорость распространения образующихся структурных переходов начинает

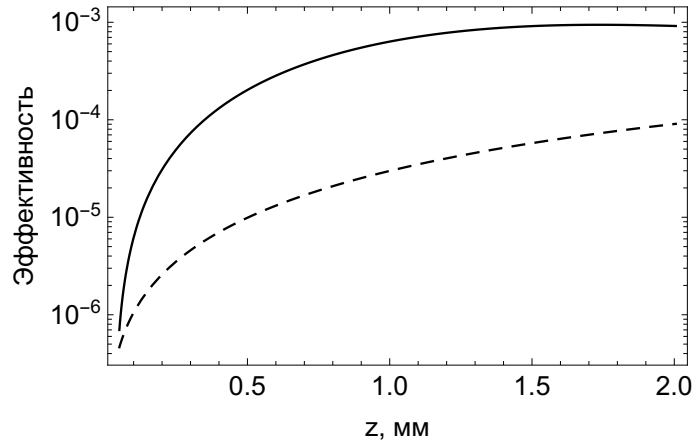


Рис. 10. Сравнение энергетических эффективностей генерации терагерцового излучения по резонансному (сплошная кривая) и нерезонансному (штрихованная кривая) механизмам в арсениде галлия, содержащим примесные центры с $D/d = 6$.

зависеть от амплитуды деформаций, что в некотором смысле имеет аналогию с резонансным режимом взаимодействия импульсов с примесными центрами в объемных средах, рассматриваемых в следующем параграфе.

В §5.3 исследуются особенности режима генерации в случае резонанса с системой примесей. Показано, что помимо дисперсионных характеристик среды для реализации условия (1) может быть использован чисто нелинейный эффект – сильное уменьшение линейной групповой скорости импульса v_g , когда квазимонохроматический импульс накачки распространяется в режиме самоиндуцированной прозрачности [12]:

$$\frac{1}{v_{ph}} = \frac{1}{v_g} \left(1 - \frac{2\pi d^2 N W_\infty}{n_0 n_g \hbar \omega_0} \frac{(\omega_0 \tau_p)^2}{(1 + (\Delta \tau_p)^2)} \right). \quad (9)$$

где N – концентрация примесных центров, W_∞ – инверсия населенностей до подачи импульса, длительность которого τ_p обратно пропорциональна его амплитуде. Таким образом, предложен новый механизм выполнения условия синхронизма длинных и коротких волн, когда групповая скорость зависит и от частоты, и от амплитуды (длительности) импульса.

Кроме того, с помощью численного моделирования продемонстрировано, что когда несимметричные примесные центры обладают достаточно большими величинами дипольных моментов переходов и степень анизотропии достаточно высока ($D/d \gg 1$), вклад резонансного отклика в генерируемый сигнал приводит к существенному повышению его интенсивности. При этом вклады резонансного (примеси) и нерезонансного (квадратичная нелинейность среды) механизмов в интенсивность сигнала носят неад-

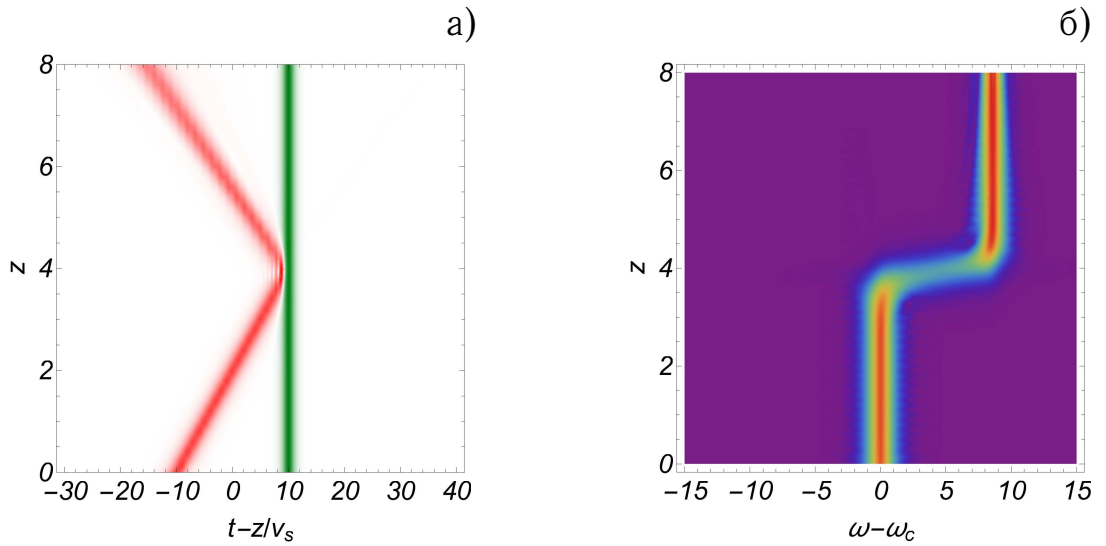


Рис. 11. Эффект полного отражения (а) слабого квазимонохроматического импульса (красный) с несущей частотой ω_c при столкновении с интенсивным видеоимпульсом (зеленый) в системе координат, движущейся с его групповой скоростью v_s , и соответствующее преобразование спектра (б). Дистанция распространения задана в характерных длинах дисперсионного расплывания, временной масштаб - в единицах длительности импульса.

дитивный характер. Как видно из Рис.10 энергетическая эффективность генерации может на порядок превышать соответствующую величину для недопированного материала при тех же интенсивностях.

В §5.4 исследуются нелинейные режимы рассеяния квазимонохроматических импульсов при их столкновениях с широкополосными импульсами в нерезонансной среде. При этом последний считается интенсивным (опорный импульс), а первый слабым (пробный импульс). Аналитическое решение задачи возможно в рамках приближения заданного поля опорного импульса, в результате чего (2) сводится к уравнению типа Гросса-Питаевского, в котором эффективный потенциал формируется полем ε . Это позволяет опереться на формальную аналогию с квантово-механическим рассеянием волнового пакета на некотором потенциале. На языке же теории волн речь идет о динамической модуляции нелинейного показателя преломления [32]. В эйкональном приближении возможно получить простое выражение для временной задержки пробного импульса относительно опорного и соответствующего сдвига частоты:

$$\Delta\omega(z) = -\frac{\delta}{k_2} \pm \frac{1}{|k_2|} \sqrt{\delta^2 - 2k_2\beta_2(\varepsilon(z, \tau) - \varepsilon(z, \Delta\tau))}, \quad (10)$$

где $\Delta\tau$ – временная задержка между пробным и опорным импульсами.

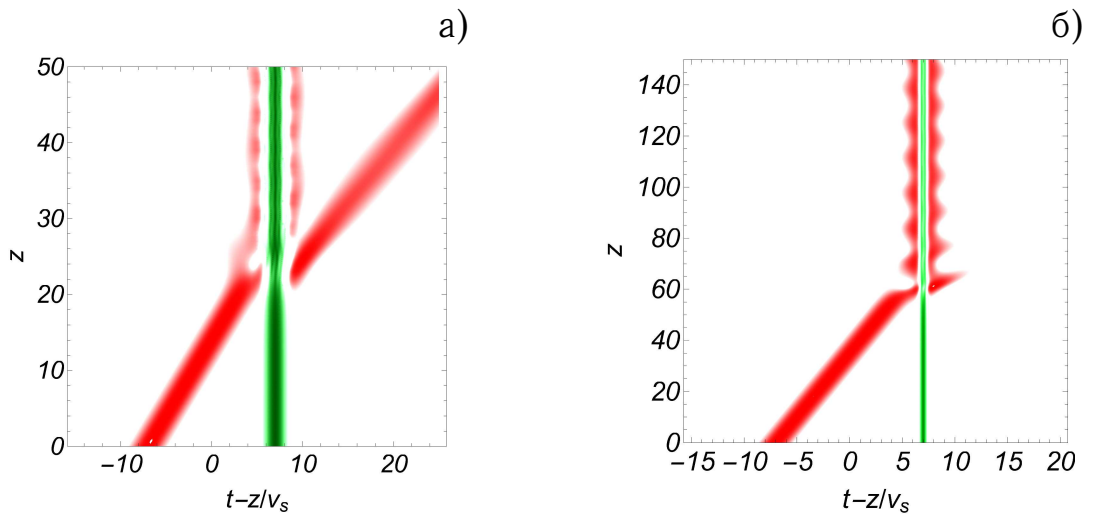


Рис. 12. Эффекты туннелирования с задержкой (а) и захвата (б) слабого квазимонохроматического импульса (красный) при его столкновении с интенсивным видеоимпульсом (зеленый). В случае (а) часть энергии импульса идет на возбуждение внутренней моды динамического импульсного волновода.

Данные выражения позволяют с достаточно хорошей точностью описать такие эффекты как отражение или туннелирование пробного импульса при столкновении с опорным. Из примера на Рис.11 видно, что при таком нелинейном взаимодействии происходит скачкообразное изменение несущей частоты квазимонохроматического импульса, что сопровождается соответствующим изменением его групповой скорости. В литературе подобный эффект получил название спектрального туннелирования [33]. В момент сдвига частоты импульса его спектр сильно уширяется, что может быть использовано для генерации спектрального континуума.

Также выявлен эффект захвата пробного импульса на опорном, когда последний играет роль эффективной потенциальной ямы. В этом режиме частота и групповая скорость квазимонохроматического импульса будут испытывать осцилляции, а часть его энергии может быть передана на возбуждение импульса, движущегося вместе с опорным, как показано в примерах на Рис.12. Возникающий импульс представляет собой аналог волновой функции частицы в связанном состоянии, соответствующем эффективному потенциалу, и также испытывает квантование по некоторому числу ("энергии уровня" или порядку моды динамического импульсного волновода). Аналитически задача в этом случае решалась с помощью метода усредненного лагранжиана. Все расчеты проверялись непосредственным численным моделированием уравнений (2),(3). Подобные эффекты захвата

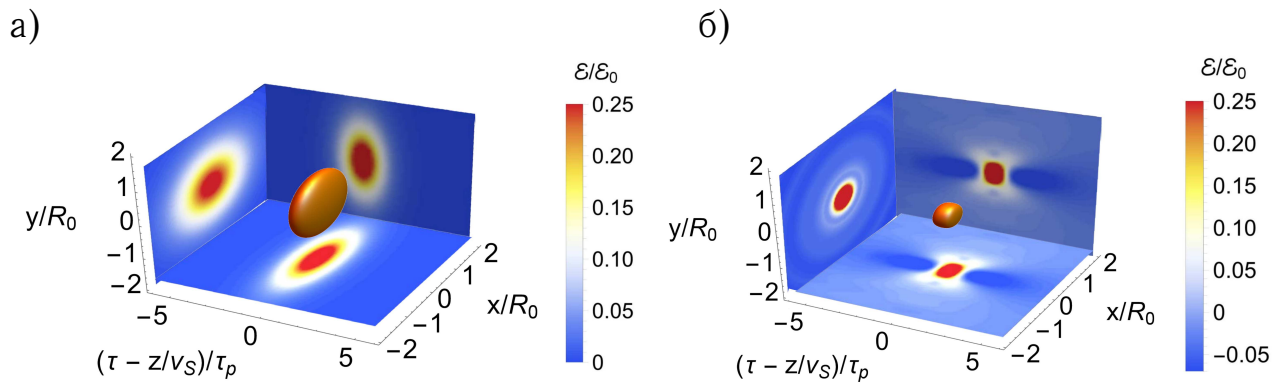


Рис. 13. Формирование устойчивых широкополосных пуль в квадратично-нелинейной среде с инверсией населенностей: а) импульс на входе в среду, б) при пробеге 10 длин дисперсионного расплывания. Приведены поверхности, соответствующие половине пиковой интенсивности, и распределения поля в плоскостях xz , yz .

ранее были известны в полимерных системах только для точечных дефектов [25]. Здесь же решена более общая задача для произвольной ширины эффективного потенциала.

В **Главе 6** исследуется пространственно-временная динамика в нескольких пространственных измерениях при распространении и взаимодействии квазимонохроматических и широкополосных импульсов.

В §6.1 В общем виде описано применение метода усредненного лагранжиана для анализа динамики квазиодномерных импульсов, когда известны одномерные импульсные решения волновых уравнений в аналитической форме. При этом уравнения для параметров импульса сводятся к квазигидродинамическим [34, 35] либо эквивалентному нелинейному уравнению для комплексного пучка или Бозе-конденсата [36].

В §6.2 данный подход применяется для анализа поперечной динамики униполярных широкополосных импульсов, не связанных с квазимонохроматической компонентой. Аналитические результаты дополнены численным моделированием. Показано, что в спектральной области нормальной дисперсии полностью локализованные в пространстве волны неустойчивы. Режим типа электромагнитных или акустических пуль (Рис.13) можно реализовать в области аномальной дисперсии, возникающей лишь при условии создания инверсии населенностей в системе примесных центров. При этом взаимодействие с такой средой должно быть нерезонансным. При этом подразумевается, что длительность импульсов много меньше времени энергетической релаксации в системе примесных центров, находящейся в

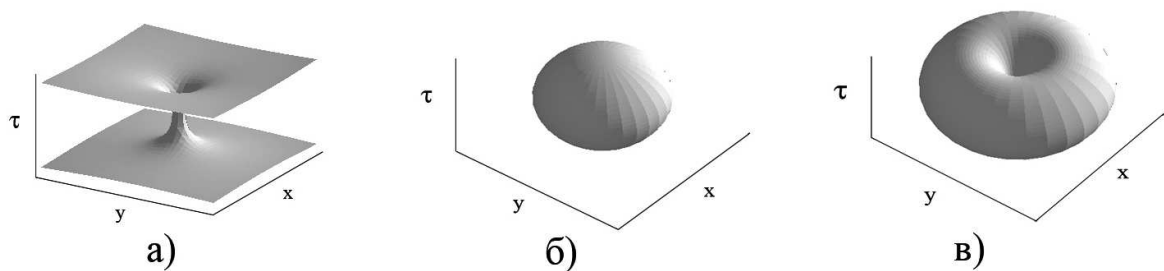


Рис. 14. Типы пространственно-временной структуры двухкомпонентных солитонов при нерезонансном взаимодействии со средой. Изображены изоповерхности половинной интенсивности. Случай (а) соответствует “темным” дырочно-вихревым солитонам (дефекту), (б) - оптическим “пулям”, (в) - “светлым” дырочно-вихревым солитонам.

неравновесном состоянии.

В §6.3 проводится анализ поперечной структуры солитонов, образующихся в ходе нерезонансного режима генерации. Когда дисперсия групповой скорости квазимонохроматической составляющей является положительной ($k_2 > 0$), локализованные во всех измерениях решения невозможны - допустимо существование одномерных солитонов (с локализацией только по одной координате). В случае трех пространственных переменных они могут нести поперечные дефекты типа темных вихрей и дырок (Рис.14а). Аналогии данных решений известны для трехмерного пространственно-временного нелинейного уравнения Шредингера [37]. Если же дисперсия групповой скорости является отрицательной ($k_2 < 0$), то возможна локализация во всех измерениях. Соответствующие решения имеют вид двухкомпонентных пространственно-временных пульс (Рис.14б) либо связанных состояний типа светлый вихрь - “дырка” (пуля с тороидальной симметрией) (Рис.14в).

В §6.4 с помощью численного моделирования исследуется пространственно-временная динамика генерации широкополосных импульсов в нерезонансных объемных средах. Показано, что в ходе процесса генерации с использованием техники наклонных фронтов принципиален учет изменения поперечной структуры импульса. Процесс саморассеяния его на порождаемом широкополосном излучении имеет неколлинеарный характер, т.е. сдвиг спектра импульса начинает зависеть от поперечных координат.

В §6.5 продемонстрировано, что генерация широкополосного излучения

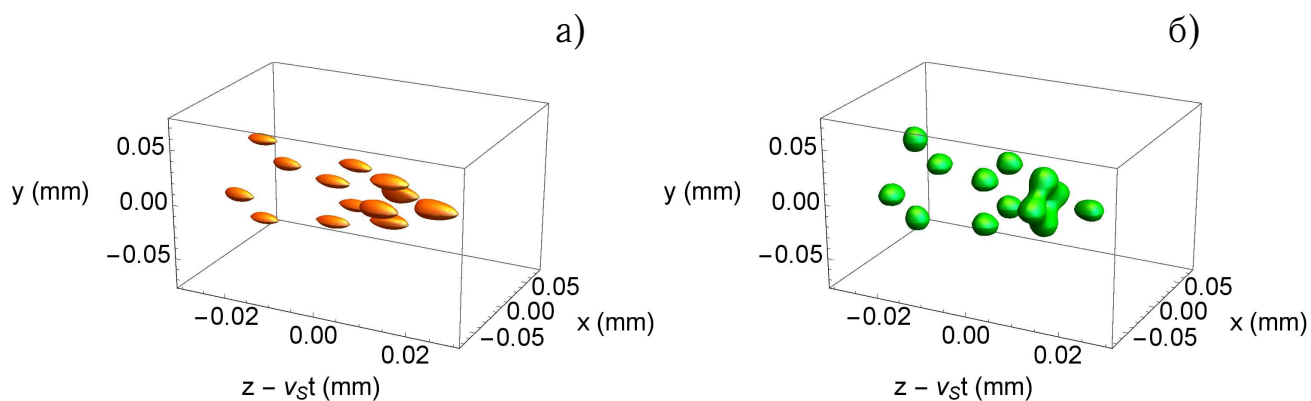


Рис. 15. Пространственное распределение интенсивности полей лазерного (а) и терагерцового импульсов (б) в массиве сформированных при филаментации оптико-терагерцовых пульс. Приведены контуры интенсивности в $1/4$ от максимума при пробеге 0.65 мм вглубь резонансной среды (арсенид галлия).

по резонансному механизму на системе примесных центров приводит к возможности получения различных пространственно-временных структур. Наиболее ярко этот эффект проявляется для оптических и терагерцовых лазерных импульсов. Помимо генерации импульса с широкой апертурой из нескольких колебаний поля, который постепенно выходит из синхронизма с породившим его квазимонохроматическим импульсом, возможно образование локализованных связанных состояний – длинно-коротковолновых пульс (Рис.15). Их образование проходит в режиме филаментации. Вследствие нелинейной саморефракции импульсный фронт искажается, в результате чего из начинается развитие поперечной модуляционной неустойчивости. Далее происходит отрыв впереди идущих центральных участков импульса от отстающих периферийных участков и развивается мелкомасштабная самофокусировка. Такая динамика сопровождается образованием множества филаментов в поперечном сечении импульса накачки, все более замедляющихся по мере своей удаленности от поперечного центра симметрии. Разность населенностей квантовых уровней в резонансной среде в области пули близка к максимальной.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. Выявлены акустические аналоги эффекта оптического выпрямления в парамагнитных кристаллах в условиях спин-фононного взаимодействия и полимерных системах с несколькими степенями свободы.

2. Предложена самосогласованная модель генерации терагерцового излучения в нелинейных диэлектриках, включающая возможность наклона фронта интенсивности входного импульса. На ее основе объяснен спектральный сдвиг лазерного импульса в красную область в ходе генерации, наблюдавшийся в экспериментах.

3. Предложен механизм формирования акустического спектрального суперконтинуума при “выпрямлении” одно и двухчастотных квазимонохроматических импульсов гиперзвука в парамагнитных кристаллах. Также выявлен эффект перекрестного саморассеяния гиперзвуковых импульсов на данном суперконтинууме, приводящий к сдвигу их спектра как в красную, так и в синюю область спектра.

4. Предложен новый способ реализации синхронизма для генерации терагерцовых импульсов методом оптического выпрямления на основе нелинейного механизма. Данный эффект связан с уменьшением групповой скорости импульса накачки в режиме самоиндуцированной прозрачности в квадратично-нелинейной среде с резонансными центрами.

5. Рассмотрен резонансный механизм генерации широкополосных импульсов в условиях распространения квазимонохроматических импульсов в режиме самоиндуцированной прозрачности в нелинейной среде с асимметричными резонансными центрами, обладающими постоянным дипольным моментом. За счет данного механизма предсказана возможность повышения энергетической эффективности генерации на порядок по сравнению с нерезонансной средой при заданной интенсивности.

6. Описан параметрический механизм возбуждения акустических диссипативных солитонов в полимерах под действием электромагнитного поля с частотой, совпадающей с оптической модой двойной спирали. Данный эффект имеет пороговый характер по интенсивности внешнего поля.

7. Исследован процесс переноса связанных импульсов деформации и тока ионов электролита в бистабильных полимерных системах. Показано, что как квазимонохроматический импульс, так и кинк угловой деформации способны породить импульс тока и распространяться с ним в связанном

режиме.

8. Выявлены режимы туннелирования, пленения, захвата и отражения пробного квазимонохроматического импульса в ходе его рассеяния на интенсивном широкополосном солитонном сигнале при их попутном столкновении в нелинейной анизотропной среде. Данные эффекты во многом аналогичны рассеянию волнового пакета на некотором потенциале в квантовой механике, только в рассматриваемой задаче эффективный потенциал является динамическим и создается низкочастотным сигналом.

9. Предсказана возможность реализации двух типов солитонных режимов распространения широкополосных импульсов продольной деформации (волн растяжения и сжатия) в низкотемпературных парамагнетиках за счет спин-фононного взаимодействия при отличном от нуля внешнем магнитном поле.

10. Показано, что устойчивый режим пространственно-временной локализации в виде пуль данных широкополосных импульсов деформации и их оптических аналогов в среде с примесными центрами возможен только при создании инверсии населенностей в среде, причем спектр импульса не должен захватывать резонансный переход.

11. Исследована пространственно-временная структура длинно-коротковолновых уединенных волн в объемных квадратично-нелинейных средах. Предсказаны образования типа темных вихрей (вортексов) и “дырок” на поперечном фоне квазиодномерных импульсов, а также режима связанного распространения локализованных светлых вихрей и пуль торoidalной симметрии.

12. Предсказано формирование оптико-терагерцовых пуль в ходе филаментации лазерного импульса, сопровождающей генерацию широкополосного импульса терагерцового излучения в резонансной среде из анизотропных частиц.

ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

Публикации в рецензируемых научных журналах, удовлетворяющих Положению о присуждении учёных степеней в МГУ имени М.В. Ломоносова

- A1. Bugay A. N., Sazonov S. V. Faster than light propagation of electromagnetic solitons in nonequilibrium medium taking account of diffraction // Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics. 2004. Vol. 6. P. 328–335.
- A2. Бугай А. Н., Сазонов С. В. О возможности управления динамикой пикосекундных акустических импульсов в парамагнитном кристалле с помощью магнитного поля // Известия РАН. Серия физическая. 2004. Т. 68, № 12. С. 1697–1701.
- A3. Бугай А. Н., Сазонов С. В. О влиянии поперечных возмущений на движение краевой дислокации // Физика твердого тела. 2005. Т. 47, № 4. С. 622–627.
- A4. Бугай А. Н., Сазонов С. В. Генерация второй гармоники гиперзвука в режиме акустической самоиндуцированной прозрачности // Известия РАН. Серия физическая. 2005. Т. 69, № 12. С. 1760.
- A5. Бугай А. Н., Сазонов С. В. О влиянии поперечных возмущений на распространение пикосекундных акустических импульсов в парамагнитном кристалле // Физика твердого тела. 2005. Т. 47, № 10. С. 1839–1845.
- A6. Bugay A. N., Sazonov S. V. The influence of transverse perturbations on propagation of extremely short pulses in media with quadratic-cubic nonlinearity // Proceedings of SPIE. 2006. Vol. 6255. P. 62550G.
- A7. Bugay A. N., Sazonov S. V. Transverse structure of optical solitons under self-diffraction conditions // Proceedings of SPIE. 2006. Vol. 6181. P. 61810N.
- A8. Bugay A. N., Sazonov S. V. Hole-Vortex Solitons // Physical Review E. 2006. Vol. 74, no. 6. P. 066608.
- A9. Бугай А. Н., Сазонов С. В. Влияние дифракции на распространение электромагнитных солитонов в среде с квадратичной и кубической нелинейностями // Известия РАН. Серия физическая. 2006. Т. 70, № 1. С. 114–117.

- A10. Бугай А. Н., Сазонов С. В. Трехмерные длинно-коротковолновые солитоны // Известия РАН. Серия физическая. 2006. Т. 70, № 12. С. 1782–1786.
- A11. Бугай А. Н., Сазонов С. В. Солитоноподобные режимы распространения пикосекундных акустических импульсов в парамагнитном кристалле // Физика твердого тела. 2007. Т. 49, № 1. С. 113–120.
- A12. Бугай А. Н., Сазонов С. В. Солитонный режим непрерывного стока саморассеяния гиперзвука в парамагнитном кристалле // ЖЭТФ. 2008. Т. 134, № 2. С. 390–405.
- A13. Bugay A. N., Sazonov S. V. Long-short-wave Optical Solitons in Uniaxial Crystals // Proceedings of SPIE. 2008. Vol. 7024. P. 70240W.
- A14. Бугай А. Н., Сазонов С. В. Солитонный механизм преобразования частоты акустического импульса в красную область // Известия РАН. Серия физическая. 2008. Т. 72, № 1. С. 41–47.
- A15. Бугай А. Н., Сазонов С. В. Генерация терагерцового суперконтинуума при саморассеянии фемтосекундного импульса в режиме оптического выпрямления // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 87, № 8. С. 470–476.
- A16. Бугай А. Н., Сазонов С. В. О сверхсветовых импульсах в неравновесных средах // Известия РАН. Серия физическая. 2008. Т. 72, № 12. С. 1727–1731.
- A17. Бугай А. Н., Сазонов С. В. Теоретическая модель генерации терагерцового излучения лазерными импульсами с наклонными фронтами // Известия РАН. Серия физическая. 2009. Т. 73, № 12. С. 1686–1690.
- A18. Бугай А. Н., Сазонов С. В. Генерация терагерцового излучения в режиме резонансно-нерезонансного оптического выпрямления // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 92, № 4. С. 260–266.
- A19. Bugay A. N., Sazonov S. V. The generation of terahertz radiation via optical rectification in the self-induced transparency regime // Physics Letters A. 2010. Vol. 374. P. 1093–1096.
- A20. Бугай А. Н., Сазонов С. В. О генерации терагерцового излучения методом оптического выпрямления в присутствии резонансных примесей // Оптика и спектроскопия. 2010. Т. 109, № 1. С. 7–14.
- A21. Бугай А. Н., Сазонов С. В., Сухоруков А. П. Об эффектах параметрического взаимодействия предельно коротких и квазимонохроматических импульсов // Известия РАН. Серия физическая. 2010. Т. 74, № 12. С. 1727–1731.

- A22. Bugay A. N., Sazonov S. V. Resonant generation of terahertz radiation in anisotropic media with permanent dipole moment // Proceedings of SPIE. 2011. Vol. 7993. P. 799323.
- A23. Bugay A. N., Sazonov S. V., Sukhorukov A. P. On nonlinear reflection of optical pulse from low-frequency few cycle pulse // Proceedings of SPIE. 2011. Vol. 7993. P. 799308.
- A24. Бугай А. Н., Сазонов С. В., Сухоруков А. П. Попутные отражение и захват квазимонохроматического импульса при взаимодействии с предельно коротким импульсом // Известия РАН. Серия физическая. 2011. Т. 75, № 12. С. 1723–1726.
- A25. Бугай А. Н., Сазонов С. В. Генерация акустического суперконтинуума в режиме саморассеяния гиперзвука // ЖЭТФ. 2011. Т. 139, № 3. С. 464–478.
- A26. Бугай А. Н. О терагерцевых солитонах в ДНК // Известия РАН. Серия физическая. 2011. Т. 75, № 12. С. 1681–1683.
- A27. Bugay A. N. Interaction of terahertz radiation with DNA // Nanosystems: Physics, Chemistry, Mathematics. 2012. Vol. 3, no. 1. P. 51–55.
- A28. Bugay A. N., Sazonov S. V. Generation of optical-terahertz solitons in quadratically nonlinear media // Nonlinear Phenomena in Complex Systems. 2012. Vol. 15, no. 4. P. 387–394.
- A29. Бугай А. Н., Сазонов С. В., Шашков А. Ю. К исследованию самосогласованного режима генерации терагерцевого излучения оптическим импульсным излучением с наклонным фронтом интенсивности // Квантовая электроника. 2012. Т. 42, № 11. С. 1027–1033.
- A30. Сухоруков А. П., Войтова Т. А., Лобанов В. Е., Бугай А. Н., Сазонов С. В. Нелинейные эффекты при столкновениях оптических импульсов: туннелирование, блокирование, пленение // Известия РАН. Серия физическая. 2012. Т. 76, № 3. С. 350–353.
- A31. Bugay A. N., Sazonov S. V., Sukhorukov A. P. Trapping and Reflection of Solitons with Different Frequencies Upon Concurrent Collisions in an Anisotropic Medium // Physics of Wave Phenomena. 2013. Vol. 21, no. 1. P. 1–6.
- A32. Бугай А. Н., Сазонов С. В. Оптико-терагерцевые пули // Письма в ЖЭТФ. 2013. Т. 98, № 10. С. 713–719.

- A33. Bugay A. N., Aru G. F. New types of solitonic excitations in a nonlinear helicoidal model of DNA and their biological significance // *Nonlinear Phenomena in Complex Systems*. 2014. Vol. 17, no. 1. P. 1–9.
- A34. Zdravkovic S., Bugay A. N., Aru G. F., Maluckov A. Localized modulated waves in microtubules // *Chaos*. 2014. Vol. 24, no. 2. P. 023139.
- A35. Bugay A. N. Nonlinear Waves as Signals in Microtubules // *Nonlinear Phenomena in Complex Systems*. 2015. Vol. 18, no. 2. P. 236–242.
- A36. Bugay A. N. Terahertz solitons in biomolecular systems and their excitation by external electromagnetic field // *EPJ Web of Conferences*. 2015. Vol. 103. P. 02002.
- A37. Zdravkovic S., Bugay A. N. Why are Biological Systems Nonlinear // *Nonlinear Phenomena in Complex Systems*. 2016. Vol. 19, no. 1. P. 71–79.
- A38. Zdravkovic S., Zekovic S., Bugay A. N., Sataric M. V. Localized modulated waves and longitudinal model of microtubules // *Applied Mathematics and Computation*. 2016. Vol. 285. P. 248–259.
- A39. Sekulic D. L., Sataric B. M., Zdravkovic S., Bugay A. N., Sataric M. V. Nonlinear dynamics of C-terminal tails in cellular microtubules // *Chaos*. 2016. Vol. 26. P. 073119.
- A40. Бугай А. Н., Сазонов С. В. Генерация терагерцового излучения методом оптического выпрямления в нелинейных кристаллах: теория и экспериментальные достижения // *Известия РАН. Серия физическая*. 2016. Т. 80, № 7. С. 850–854.
- A41. Zdravkovic S., Bugay A. N., Parkhomenko A. Y. Application of Morse potential in nonlinear dynamics of microtubules // *Nonlinear Dynamics*. 2017. Vol. 90. P. 2841–2849.
- A42. Zdravkovic S., Sataric M. V., Parkhomenko A. Y., Bugay A. N. Demodulated standing solitary wave and DNA-RNA transcription // *Chaos*. 2018. Vol. 28. P. 113103.
- A43. Бугай А. Н., Сазонов С. В. Волноводный режим генерации терагерцового излучения // *Известия РАН. Серия физическая*. 2018. Т. 82, № 11. С. 1610–1614.
- A44. Bugay A. N., Sazonov S. V., Shestakov P. Y. Generation of terahertz pulses in a nonlinear dielectric waveguide // *Proceedings of SPIE*. 2018. Vol. 10684. P. 106841M.

- A45. Бугай А. Н. Терагерцовые солитоны в конденсированных средах // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2019. Т. 50, № 2. С. 185–223.

Публикации в рецензируемых научных изданиях из перечня ВАК РФ

- A46. Бугай А. Н., Сазонов С. В. Длинно-коротковолновые оптические пули и вихри // Ученые записки Казанского государственного университета. Серия: физ.-мат. науки. 2007. Т. 149, № 1. С. 13–19.
- A47. Бугай А. Н., Сазонов С. В. Нелинейное спектральное преобразование фемтосекундного лазерного импульса в процессе генерации широкополосного терагерцового сигнала // Ученые записки Казанского государственного университета. Серия: физ.-мат. науки. 2008. Т. 150, № 2. С. 66–77.
- A48. Бугай А. Н. О генерации спектрального суперконтинуума в нелинейных кристаллах с одноосной анизотропией // Ученые записки Казанского государственного университета. Серия: физ.-мат. науки. 2009. Т. 151, № 1. С. 43–50.
- A49. Бугай А. Н., Сазонов С. В. О генерации терагерцового излучения в режиме самоиндуцированной прозрачности в системе примесей, обладающих постоянным дипольным моментом // Ученые записки Казанского государственного университета. Серия: физ.-мат. науки. 2010. Т. 152, № 2. С. 36–43.
- A50. Бугай А. Н., Сазонов С. В. О реализации синхронизма для генерации терагерцового излучения методом оптического выпрямления в условиях взаимодействия с резонансными примесями // Ученые записки Казанского государственного университета. Серия: физ.-мат. науки. 2010. Т. 152, № 3. С. 53–58.

ЦИТИРУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Сухоруков А. П. Нелинейные волновые взаимодействия в оптике и радиофизике. Москва: Наука, 1988.
2. Бункин Ф. В., Кравцов Ю. А., Ляхов Г. А. Акустические аналоги нелинейных оптических явлений // УФН. 1986. Т. 149, № 3. С. 391–411.
3. Brabec T., Krausz F. Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics // Reviews of Modern Physics. 2000. Vol. 72, no. 2. P. 545–591.
4. Hoffmann M. C., Fülöp J. A. Intense ultrashort terahertz pulses: generation and applications // J. Phys. D: Appl. Phys. 2011. Vol. 44, no. 8. P. 083001.
5. Ахманов С. А., Гусев В. Э. Лазерное возбуждение сверхкоротких акустических импульсов: новые возможности в спектроскопии твердого тела, диагностике быстропротекающих процессов и нелинейной акустике // УФН. 1992. Т. 162, № 3. С. 3–87.
6. Acoustic solitons: A robust tool to investigate the generation and detection of ultrafast acoustic waves / E. Peronne, N. Chuecos, L. Thevenard et al. // Phys. Rev. B. 2017. Vol. 95. P. 064306.
7. Давыдов А. С. Солитоны в молекулярных системах. Киев: Наукова думка, 1984.
8. Якушевич Л. В. Нелинейная физика ДНК. Ижевск: НИЦ Регулярная и хаотическая динамика, 2007.
9. Захаров В. Е. Коллапс ленгмюровских волн // ЖЭТФ. 1972. Т. 62, № 5. С. 1745–1759.
10. Benney D. J. A general theory for interactions between long and short waves // Studies in Appl. Math. 1977. Vol. 56, no. 1. P. 81–94.
11. Сазонов С. В. Оптические методы генерации терагерцового излучения и субтерагерцовая акустика твердого тела // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 96, № 4. С. 281–294.
12. McCall S. L., Hahn E. L. Self-Induced Transparency // Phys. Rev. 1969. Vol. 183, no. 2. P. 457–485.
13. Shiren N. S. Self-Induced Transparency in Acoustic Paramagnetic Resonance // Phys. Rev. B. 1970. Vol. 2. P. 2471–2487.

14. Солитоны в невырожденных бистабильных системах / Л. И. Маневич, А. В. Савин, В. В. Смирнов [и др.] // УФН. 1994. Т. 164, № 9. С. 937–958.
15. Yajima N., Oikawa M. Formation and Interaction of Sonic-Langmuir Solitons – Inverse Scattering method // Progress of Theor. Phys. 1976. Vol. 56, no. 6. P. 1719–1739.
16. Сазонов С. В., Устинов Н. В. Режимы резонансной прозрачности в условиях синхронизма длинных и коротких волн // ЖЭТФ. 2005. Т. 127, № 2. С. 289–307.
17. Silberberg Y. Collapse of optical pulses // Opt. Lett. 1990. Т. 15, № 22. С. 1282.
18. Optical rectification / M. Bass, P. A. Franken, J. F. Ward et al. // Phys. Rev. Lett. 1962. Vol. 9, no. 11. P. 446–448.
19. Kitaeva G. K. Terahertz generation by means of optical lasers // Laser Phys. Lett. 2008. Vol. 5, no. 8. P. 559–576.
20. Havelka D., Cifra M., Kučera O. Multi-mode electro-mechanical vibrations of a microtubule: In silico demonstration of electric pulse moving along a microtubule // Appl. Phys. Lett. 2014. Vol. 104. P. 243702.
21. Модификация спектра фемтосекундного лазерного импульса при высокоэффективной генерации терагерцового излучения методом оптического выпрямления / А. Г. Степанов, А. А. Мельников, В. О. Компанец [и др.] // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 85, № 5. С. 279–282.
22. Effect of extreme pump pulse reshaping on intense terahertz emission in lithium niobate at multimillijoule pump energies / F. Blanchard, X. Ropagnol, H. Hafez et al. // Opt. Lett. 2014. Vol. 39, no. 15. P. 4333–4336.
23. Spatiotemporal control of ultrashort laser pulses using intense single-cycle terahertz pulses / Y. Shen, G. L. Carr, J. B. Murphy et al. // Phys. Rev. A. 2008. Vol. 78, no. 4. P. 043813.
24. Electro-optic time lensing with an intense single-cycle terahertz pulse / Y. Shen, G. L. Carr, J. B. Murphy et al. // Phys. Rev. A. 2010. Vol. 81, no. 5. P. 053835.
25. Breather trapping and breather transmission in a DNA model with an interface / A. Alvarez, F. R. Romero, J. F. R. Archilla et al. // Eur. Phys. J. B. 2006. Vol. 51. P. 119–130.

26. Multi-level memory-switching properties of a single brain microtubule / S. Sahu, S. Ghosh, K. Hirata et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2013. Vol. 102. P. 123701.
27. Gibbs H. M. *Optical bistability: Controlling Light by Light.* Orlando: Academic Press, 1985.
28. Lakhno V. D. DNA nanobioelectronics // *Int. J Quantum. Chem.* 2008. Vol. 108. P. 1970–1981.
29. Barbi M., Cocco S., Peyrard M. Helicoidal model for DNA opening // *Phys. Lett. A.* 1999. Vol. 253. P. 358–369.
30. Хохлов Р. В. К теории ударных радиоволн в нелинейных линиях // *Радиотехника и электроника.* 1961. Т. 6, № 6. С. 917–925.
31. Solitons in nonlinear optics I. A more accurate description of the 2π pulse in self-induced transparency / J. C. Eilbeck, J. D. Gibbon, P. J. Caudrey et al. // *J. Phys. A.: Math., Nucl. Gen.* 1973. Vol. 6. P. 1337–1347.
32. Lobanov V. E., Sukhorukov A. P. Total reflection, frequency, and velocity tuning in optical pulse collision in nonlinear dispersive media // *Phys. Rev. A.* 2010. Vol. 82, no. 3. P. 033809.
33. Serkin V. N., Vysloukh V. A., Taylor J. R. Soliton Spectral Tunnelling Effect // *Electron. Lett.* 1993. Т. 29. С. 12–13.
34. Жданов С.К., Трубников Б.А. *Квазигазовые неустойчивые среды.* Москва: Наука, 1991.
35. Сазонов С. В. О влиянии дифракции на распространение солитонов // *ЖЭТФ.* 2004. Т. 125. С. 1409.
36. Сазонов С. В. К теории нелинейных поперечных возмущений квазиодномерных солитонов // *ЖЭТФ.* 2006. Т. 130. С. 145.
37. Three-dimensional vortex solitons in self-defocusing media / N. K. Efremidis, K. Hizanidis, B. A. Malomed et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2007. Vol. 98. P. 113901.