

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«ВОЛГОГРАДСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

На правах рукописи



Белибихин Сергей Викторович

**НЕЛИНЕЙНЫЕ НАНОКОМПОЗИТНЫЕ И АНИЗОТРОПНЫЕ СРЕДЫ
НА ОСНОВЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ
ПАРАМЕТРАМИ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ ОПТИЧЕСКИХ
ИМПУЛЬСОВ**

1.3.5. Физическая электроника
(физико-математические науки)

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук, доцент,

Янюшкина Наталия Николаевна

ВОЛГОГРАД – 2026

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА I. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР	11
1.1 Предельно короткие оптические импульсы	12
1.2 Модели описания динамики предельно коротких импульсов	17
1.3 Структура и свойства углеродных нанотрубок, композиты на их основе	20
1.4 Многофотонное поглощение	26
1.5 Практическое применение углеродных нанотрубок в области оптоэлектроники	29
ГЛАВА II. ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИЕ ИМПУЛЬСЫ В УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБКАХ И КОМПОЗИТАХ НА ИХ ОСНОВЕ С УЧЕТОМ МНОГОФОТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ	31
2.1 Модель распространения предельно коротких оптических импульсов в УНТ с учетом многофотонного поглощения	32
2.2 Влияние полимера на распространение предельно коротких оптических импульсов в углеродных нанотрубках с учетом многофотонного поглощения	39
2.3 Предельно короткие оптические импульсы в тонкой полимерной пленке с углеродными нанотрубками.....	43
2.4 Влияние накачки внешним полем и релаксации на динамику предельно коротких оптических импульсов в УНТ при учете многофотонного поглощения	47
2.5 Выводы к главе II	51
ГЛАВА III. МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СЛУЧАЙНЫХ ПАРАМЕТРОВ СРЕДЫ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ.....	53

3.1	Предельно короткие оптические импульсы в углеродных нанотрубках со случайными примесями при учете многофотонного поглощения	53
3.2	Предельно короткие оптические импульсы в углеродных нанотрубках при учете многофотонного поглощения в присутствии случайного напряжения	60
3.3	Выводы к главе III	64
ГЛАВА IV. ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИЕ ИМПУЛЬСЫ В НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ НА ОСНОВЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК С УЧЕТОМ МНОГОФОТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ		66
4.1.	Предельно короткие импульсы в анизотропной среде с углеродными нанотрубками.....	66
4.1.1	Предельно короткие импульсы в анизотропной среде с углеродными нанотрубками и многофотонное поглощение	67
4.1.2	Влияние оптической анизотропии на распространение предельно коротких импульсов в полимерном композите с углеродными нанотрубкам	72
4.2	Рассеяние трехмерных предельно коротких импульсов на металлической неоднородности.....	75
4.3	Предельно короткие импульсы в полимерном композите с углеродными нанотрубками при учете пространственной неоднородности.....	83
3.4	Выводы к главе IV	89
ЗАКЛЮЧЕНИЕ		90
БЛАГОДАРНОСТИ.....		92
ПРИЛОЖЕНИЕ А. Свидетельства о регистрации программы для ЭВМ		113

ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие электромагнитных импульсов большой интенсивности с твердыми телами, жидкостями и газами имеет множество технологических применений и приложений в различных научных областях. Нас будет интересовать прохождение электромагнитного излучения через твердые среды.

Стоит отметить, что при рассмотрении излучения высокой интенсивности большую роль имеют многофотонные процессы, когда речь идет о поглощении не одного фотона, а нескольких.

Начиная с фундаментальной работы М. Гепперт-Майер (1931 г.) велось активное изучение процесса поглощения фотонов ввиду его значимости с теоретической и практической точек зрения. Теоретические исследования продемонстрировали возможность использования многофотонных процессов в тех областях, где нельзя использовать однофотонное поглощение. Например, чтобы изучать и контролировать некоторые квантовые состояния и химические реакции [1], преобразовывать частоту света, которую нельзя получить при помощи имеющихся источников излучения.

С другой стороны, углеродные наноструктуры, в том числе нанотрубки [2, 3] на данном этапе развития современной науки и технологий являются очень перспективным материалом, который можно использовать в различных отраслях такие как: медицина, биология, электроника, энергетика, оптика и т.д. Такие возможности обусловлены превосходными свойствами. Так, например, применение графена [4] достигло большого прогресса в разработке механических датчиков [5], микрофонов, источников звука, электрофизиологического обнаружения, солнечных батарей [6], синаптических транзисторов [7], светоизлучающих устройств [8] и т.д. Включение углеродных нанотрубок в устройства на основе перовскита широко используются в большом спектре оптоэлектронных устройств [9]. Углеродные нанотрубки (УНТ) могут служить проводящими подложками и

электродами, улучшать извлечение и транспорт заряда, выступать в качестве добавок в различных компонентах, делать устройства гибкими и стабильными и т. д. Углеродные нанотрубки применяют также для того, чтобы сохранять энергию в Li-ion батареях, что делает возможным повышение доли активного материала в электроде, и ведет к росту энергоёмкости источника тока на 10% [10, 11].

Углеродные нанотрубки с некротной трем разностью индексов хиральности представляют собой полупроводники с прямой зоной. Таким образом в них может наблюдаться рекомбинация электронов и дырок, что приводит к вылету фотона. Данная особенность делает УНТ перспективными кандидатами на роль компонентов устройств оптоэлектроники.

В этой связи изучение таких механизмов взаимодействия излучения с веществом, как рассеяние и поглощение открывают новые перспективы использования в области оптоэлектроники, например, в целях разработки и улучшения имеющихся систем передачи и защиты информации.

В данном диссертационном исследовании кроме многофотонных процессов будут учтены оптически анизотропные свойства нелинейной среды, влияние случайных параметров среды и ее неоднородностей, а также внешнего электрического поля. Особое внимание будет уделено анализу нанокompозитных структур, где УНТ выступают в роли нелинейного наполнителя в полимерной матрице, что позволяет рассматривать такие среды как перспективные материалы для управления динамикой предельно коротких импульсов (ПКИ).

Целью диссертационной работы является выявление механизмов взаимодействия предельно коротких импульсов с электронной подсистемой углеродных нанотрубок в нанокompозитных и анизотропных средах в условиях многофотонного поглощения и установление управляющих параметров для формирования импульсов с заданными пространственно-временными характеристиками.

Для достижения поставленной цели необходимо решить следующие **задачи:**

1. Построение модели, описывающей эволюцию предельно коротких импульсов в полупроводниковых углеродных нанотрубках, учитывающей эффекты нелинейного поглощения, вызванные многофотонными процессами.
2. Выявление управляющих параметров для изменения электрофизических свойств композитного материала углеродных нанотрубок с полимером и оценка их влияния на форму и амплитуду электромагнитных импульсов.
3. Определение влияния анизотропных свойств, случайных параметров среды и внешнего электрического поля накачки на распределение плотности электрического тока и характеристики импульса в условиях многофотонного поглощения.
4. Изучение эффектов локализации электромагнитного поля вблизи металлической неоднородности, интегрированной в массив УНТ.
5. Исследование влияния области неоднородной концентрации электронов в полимерном композите на динамику предельно короткого импульса.

Научная новизна заключается в следующем:

1. Разработана модель, описывающая распространение предельно коротких электромагнитных импульсов в среде с полупроводниковыми углеродными нанотрубками, отличающаяся от известных моделей учетом многофотонного поглощения и полимерной составляющей в нанокompозите.
2. Установлена возможность формирования пространственно-ограниченных импульсов при взаимодействии предельно коротких оптических импульсов с углеродными нанотрубками, содержащими случайно распределённые примеси.
3. Обнаружен режим генерации высших гармоник электрического поля импульса в оптически анизотропной среде с углеродными нанотрубками при двухфотонном поглощении.

4. Показано, что изменение концентрации носителей заряда в неоднородном слое полимерного композита позволяет управлять долей прошедшего через данную структуру излучения.

Методы исследования. Расчеты по распространению предельно коротких импульсов в нелинейных нанокompозитных и анизотропных средах проводились в рамках хорошо разработанных подходов нелинейной оптики, теоретической физики и апробированных приближений (приближение Максвелла-Гарнетта, низкотемпературное приближение, полуклассическое приближение, длинноволновое приближение).

Достоверность подтверждается подробным обоснованием предлагаемых методик и разработанных моделей, использованием хорошо апробированных методов компьютерного моделирования, нелинейной оптики и теоретической физики, соблюдением границ применения выбранных подходов и приближений, тестированием алгоритмов численного моделирования, согласием с известными результатами в предельных случаях.

Теоретическая и практическая значимость работы. В диссертации изучены композитные и анизотропные среды на основе углеродных нанотрубок, которые на протяжении многих десятилетий сохраняют высокую привлекательность и представляют интерес как для фундаментальной науки, так и для практических приложений.

Установлены параметры, контролирующее локализованное распространение импульсов; обнаружена возможность генерации высших гармоник в исследуемой нелинейной среде; выявлены зависимости пространственно-энергетических характеристик двумерных и трехмерных предельно коротких оптических импульсов от концентрации полимера в композите, электрического поля накачки, величины случайного напряжения и параметров примеси.

Построенные модели и полученные на их основе результаты открывают новые аспекты для будущих исследований в области применения наноструктур в сфере нано- и оптоэлектроники, в том числе создания

волоконных лазеров, волноводов на базе УНТ, оптических переключателей и ограничителей, неразрушающего контроля качества и однородности нанокomпозитов на основе УНТ, генерации и детектирования гармоник высшего порядка, управления электромагнитными сигналами.

Тема диссертационного исследования отвечает перечню критических технологий Российской Федерации, утвержденного указом Президента Российской Федерации от 18.06.2024 № 529 (п. 11 Технологии микроэлектроники и фотоники для систем хранения, обработки, передачи и защиты информации).

На защиту выносятся следующие положения:

1. В условиях многофотонной генерации носителей заряда в УНТ электрическое поле накачки позволяет управлять пространственно-энергетическими характеристиками предельно короткого импульса в данной нелинейной среде, в том числе и в полимерном композите.

2. При распространении импульса в среде с оптически анизотропными свойствами внешнее электрическое поле позволяет подавить дисперсию импульса в поперечном направлении.

3. Режимом генерации высших гармоник в анизотропных средах, содержащих углеродные нанотрубки, можно управлять при помощи параметров многофотонного поглощения.

4. В углеродных нанотрубках со случайными параметрами примеси импульсы с поперечным сечением Бесселя распространяются с сохранением области локализации.

5. Коэффициент пропускания излучения в композите на основе полимера с углеродными нанотрубками определяется параметрами неоднородного слоя, скоростью импульса и концентрацией полимерной компоненты.

Апробация результатов

Результаты, полученные в диссертации, докладывались на различных конференциях и семинарах среди которых: XXXIII Всероссийская школа-

семинар «Волновые явления: физика и применения» имени А.П. Сухорукова («Волны-2022»), г. Можайск, Московская область, 6-11 июня 2022 г., VIII Международная конференция и молодежная школа «Информационные технологии и нанотехнологии» (ИТНТ-2022), г. Самара, 23-27 мая 2022 г., Научный семинар «Нанооптика, фотоника и когерентная спектроскопия», г. Казань, 12-14 июля 2023 г., 10-12 июля 2024 г., V Международная научно-практическая конференция «Графен и родственные структуры: синтез, производство и применение», г. Тамбов, 12-13 октября 2023 г., XXI Всероссийская молодежная Самарская конкурс-конференция по оптике, лазерной физике и физике плазмы, посвященная 300-летию РАН, г. Самара, 14-18 ноября 2023.

Материалы диссертационной работы использовались при выполнении научно-исследовательских работ по следующим грантам: государственное задание Министерства науки и высшего образования РФ (проект № 0633-2020-0003), 2021-2022 гг.; государственное задание Министерства науки и высшего образования РФ (тема «FZUU-2023-0001»), 2023-2024 гг.

Личный вклад автора. Содержание диссертации отражает личный вклад автора в опубликованные работы. Постановка целей и задач, определение направления и методов исследования осуществлялось вместе с научным руководителем. Теоретические расчеты выполнены автором самостоятельно, а анализ результатов вычислений был произведен совместно с научным руководителем. д.ф.-м.н. Н.Н. Янюшкиной. В совместных работах вклад автора в результаты исследований является определяющим. Разработка программы для ЭВМ по моделированию рассеяния предельно коротких импульсов на металлической неоднородности в фотонном кристалле из УНТ осуществлялась в соавторстве с к.ф.-м.н. И.С. Двужиловым, к.ф.-м.н. Ю.В. Двужиловой, д.ф.-м.н., проф. М.Б. Белоненко.

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы из 171 наименования, содержит 114 страниц текста, 43 рисунка.

Во введении обоснована актуальность работы, сформулированы цель и задачи исследования, а также положения, которые выносятся на защиту.

Первая глава содержит обзор научных публикаций, посвященных методам генерации предельно коротких импульсов, теоретическим моделям, описывающим их эволюцию. В главе рассмотрены вопросы, касающиеся изучения структуры и свойств углеродных нанотрубок, многофотонного поглощения, практического использования УНТ в области оптоэлектроники.

Во второй главе описывается исследование распространения ПКИ в полимерных композитах, содержащих массив углеродных нанотрубок. Предлагается модель, учитывающая многофотонное поглощение.

В третьей главе исследуется влияние случайных параметров среды, содержащей углеродные нанотрубки на динамику предельно коротких импульсов.

Четвертая глава посвящена изучению влияния неоднородностей на характеристики предельно коротких оптических импульсов, в том числе изучено влияние оптически анизотропной среды, области с неоднородной концентрацией носителей заряда, а также рассеяние импульса на металлах.

В заключении перечислены наиболее важные результаты и выводы диссертационной работы.

Основные материалы диссертационного исследования опубликованы в 14 научных работах [12-25], среди них 2 статьи в научных журналах из списка ВАК РФ [13, 19], 5 статей входят в базы данных Scopus/Web of Science [13, 15-17, 19], 6 тезисов докладов на конференциях всероссийского и международного уровней [20-25], получено 2 свидетельства о регистрации программы для ЭВМ (приложение А).

ГЛАВА I. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР

Предельно короткие импульсы и их исследование представляют большой интерес для ученых всего мира, начиная с момента их генерации. Так методом оптического выпрямления были получены ПКИ в инфракрасном [26] и субтерагерцовом [27] диапазонах. Это обуславливается необычностью их физических свойств и широкими направлениями их практического использования [28, 29]. В частности, они позволяют исследовать сверхбыстрые процессы установления термодинамического и статистического равновесия в физической системе, состоящей из большого числа частиц в микромире, а также взаимодействие света с веществом с высокой пиковой интенсивностью. Разработка и модернизация устройств, которые способны создавать предельно короткие импульсы, содержащие в себе несколько колебаний (до пяти) электромагнитной волны, привлекает внимание исследователей к данной тематике.

В тоже время многофотонные процессы приводят к различным интересным эффектам в среде. В первую очередь нас интересуют среды, которые содержат углеродные нанотрубки [30], поскольку они позволяют обеспечить стабильное распространение импульса в системе [31, 32]. Отметим лишь некоторые из нелинейных оптических эффектов, вызванных многофотонными процессами. Например, фотолюминесценция в многослойных углеродных нанотрубках и суспензиях графита [33]. Ранее исследователи предложили [34] способ расширения характеристик оптических ограничителей в широком спектральном и временном диапазонах. В основе метода — комбинация многофотонного поглощения (МП) от органических хромофоров и нелинейного рассеяния от однослойных УНТ. Кроме того, двухфотонное поглощение (2ФП) используют для определения экситонных эффектов, которые возникают в углеродных нанотрубках [35].

1.1 Предельно короткие оптические импульсы

Предельно короткими оптическими импульсами принято называть импульсы, содержащие от одного до пяти колебаний электромагнитного поля, в некоторых источниках – только импульсы, содержащие порядка одного периода колебаний. В англоязычной терминологии такие импульсы обозначаются термином «few-cycle pulses» [36]. Данные импульсы имеют большой спектральный диапазон и создаются с помощью лазеров, генерирующих сверхкороткие импульсы. Их длительность варьируется от пико до аттосекунд.

Есть два ключевых момента присущих предельно короткому импульсу — это широкая полоса пропускания, продиктованная теоремой Фурье, и точный контроль дисперсии, то есть относительного времени прибытия различных частотных компонент, для достижения необходимой ширины импульса.

Именно из-за малой длительности эти импульсы занимают особое место в исследованиях и применении в области оптико-электронных систем и передачи информации. Связано это с увеличением скорости линии и пропускной способности. Другой важный аспект с прикладной точки зрения — широкий спектр таких импульсов (рисунок 1.1).

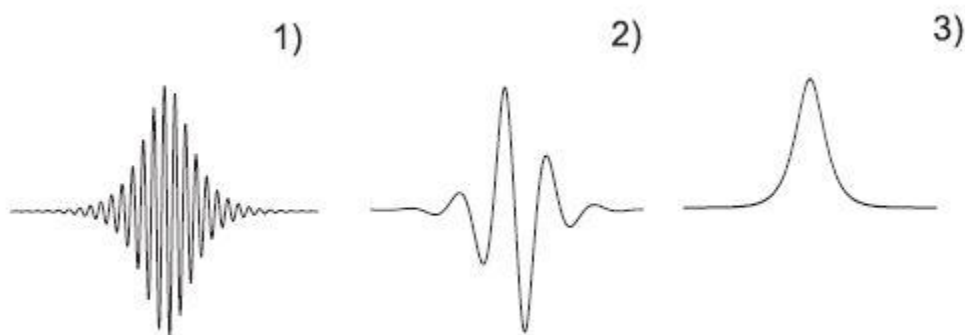


Рисунок 1.1 – Виды импульсов: 1) квазимонохроматический, модулированный импульс с несущей частотой, 2) предельно короткий

оптический импульс, 3) однополярный предельно короткий оптический импульс

Как отмечалось выше, уже в 80-е годы прошлого столетия появились первые работы, демонстрирующие возможность получения импульсов длительностью в несколько периодов поля в видимом диапазоне с ограниченным спектром [37]. В настоящее время существует много методов генерации предельно коротких импульсов в ближнем ИК-диапазоне, среди которых выделим следующие: генерация непосредственно в лазерном осцилляторе [38]. Отметим, что прогресс в уменьшение ширины импульса достигался за счет улучшений в компенсации дисперсии [39] и синхронизации мод на основе линз Керра [40]. Большая группа методов основана на технике сжатия лазерных импульсов. Методы компрессии широко используются для формирования импульсов субпикосекундной и фемтосекундной длительностей. Они дают возможность уменьшить длительность первоначального импульса от 10^{-9} – 10^{-12} с на несколько порядков (до 10^{-13} – 10^{-15} с). В этом случае пространственные размеры импульса сильно уменьшаются, а его мощность существенно увеличивается (рисунок 1.2).

Основные моменты фокусировки во времени (здесь имеется четкая аналогия с фокусировкой волновых пучков в пространстве) — быстрая частотная (фазовая) модуляция, а также сжатие в диспергирующей среде промодулированного импульса. Если продолжительность формирования оптических импульсов равна длине волны оптических колебаний электромагнитной волны, тогда диапазон сканирования частоты обычно сопоставим с модулируемой частотой.

Наиболее совершенным на сегодняшний день способом создания такой высокой скорости модуляции является нелинейный оптический эффект, заключающийся в зависимости фазы импульса от его интенсивности

(фазовая самомодуляция) в среде с почти безынерционной электронной нелинейностью.

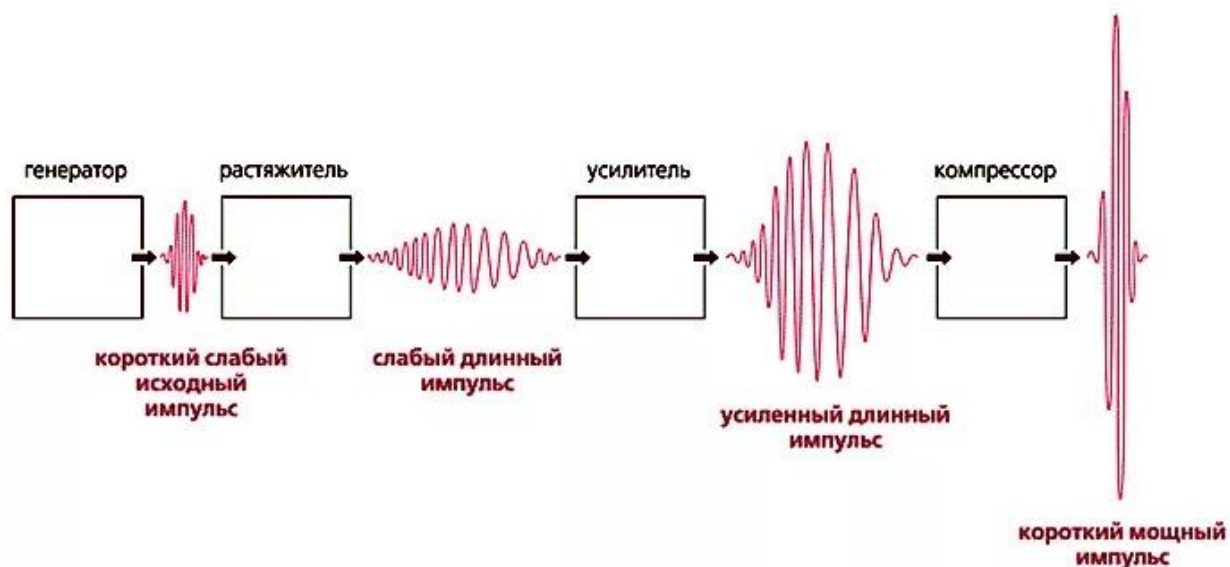


Рисунок 1.2 – Формирование предельно короткого оптического импульса

Одним из методов компрессии является спектральное расширение в волноводе с последующей компенсацией фазового набега. Спектральное уширение достигается путем распространения импульса по полному волноводу, заполненному благородными газами под высоким давлением. Затем осуществляется сжатие импульса в дисперсионной линии задержки [41, 42]. Такая техника позволила впервые получить импульсы до 4,5 фс с энергией до 20 мкДж с криптоном, до 5 фс с энергией до 70 мкДж – с аргоном.

Еще один вариант формирования ПКИ при помощи филаментации в газах и сопутствующей самокомпрессии импульса [43]. Под филаментацией лазерного излучения понимается получение тонкой протяженной «нити» [44], представляющей собой локализованное световое поле с большой концентрацией энергии. Данное явление наблюдается в различных средах (газ, жидкость, твердые прозрачные диэлектрики) и ему присущи интересные нелинейно-оптические эффекты.

Отметим еще генерацию с использованием оптического параметрического усилителя для расширения полосы пропускания, что обеспечивает возможность настройки импульсов от видимого до среднего инфракрасного диапазона [45, 46], а также когерентный синтез предельно коротких импульсов [47].

Что касается генерации предельно коротких импульсов аттосекундной длительности, то в данной области можно выделить следующие подходы. Суммирование и генерация гармоник высокого порядка, возникающих в процессе взаимодействия с границей твердотельной плазмы и с газовой средой [48]. Но в силу ограничений данного метода, связанных с низким выходом гармоник высшего порядка, предложены и другие варианты получения предельно коротких импульсов. В работах [49, 50] используется метод, базирующийся на фурье-синтезе разделенных в пространстве спектральных компонент суперконтинуума. Известен метод генерации сверхинтенсивного полуволнового аттосекундного импульса в видимом и ультрафиолетовом спектральном диапазоне посредством релятивистского многоциклового лазерного импульса, взаимодействующего с мишенью из фольги [51, 52]. В работе [53] показана возможность получения импульсов при помощи ондулятора. Продемонстрированы методы генерации полупериодных импульсов аттосекундной длительности при ускорении электронов в металлической, диэлектрической пленке [54] и в плазме [55].

Обсудим теперь современное состояние теоретических и экспериментальных исследований в области ПКИ. Стоит отметить, что исследованию локализованных солитонно-подобных структур посвящено огромное количество работ. Мы здесь сосредоточим свое внимание на исследованиях и достижениях в изучении предельно коротких оптических импульсов в течение последних 5 лет.

Одна из таких работ — обзор последних результатов в сфере изучения униполярных и одноциклового импульсов [56]. Авторы сосредоточились на экспериментальных способах получения таких импульсов и их

взаимодействии с протяженными резонансными средами и отдельными микрообъектами, то есть с атомами, молекулами и наноструктурами, рассмотрены явления самокомпрессии и самоостановки импульса. Изучена проблема генерации изолированных аттосекундных импульсов с большой электрической площадью в плотной резонансной среде [57] и возбуждения дискретных уровней в квантовой системе [58], когда длительность возбуждающего импульса изменяется от многоциклового до сверхкороткого полувциклового режима. Балакин А.А. и др. [59] аналитически и численно исследовали свойства малоцикловых несовпадающих по фазе солитонов в прямоугольных многожильных волокнах и продемонстрировали их устойчивость.

В работе [60] продемонстрирована возможность когерентного управления откликом многоуровневых резонансных сред при помощи полупериодных однополярных или квазиоднополярных импульсов аттосекундной длительности. Исследована возможность получения униполярных (с ненулевой электрической площадью) электромагнитных импульсов и изменения электрической площади импульсов, проходящих через среды с магнитным упорядочением [61, 62]. Генерация оптических терагерцовых солитонов малоцикловыми лазерными импульсами высокой интенсивности была исследована численно Калиновичем А.А. и Сазоновым С.В. в рамках обобщенной системы Ядзимы-Ойкавы [63]. Кроме того, проблема генерации суб-двухцикловых импульсов путем самоочистки пространственно-временных солитонов в воздушно-плазменных каналах была недавно теоретически исследована в работе [64].

Группой Белоненко М.Б. проводятся исследования взаимодействия предельно коротких оптических импульсов со средами, содержащими углеродные наноструктуры. За более чем 15 лет получено много интересных результатов, упомянем лишь некоторые из них с упором на недавние результаты. Показана возможность усиления данных импульсов в графене под действием внешнего электрического поля [65], исследовано подавление

коллапса ПКИ квантовыми флуктуациями [66], продемонстрировано влияние многоуровневой примеси на динамику 3D ПКИ в фотонных кристаллах из углеродных нанотрубок [67], изучен эффект выпрямления биполярных импульсов в тонких пленках хиральных нанотрубок [68], проведено исследование динамики распространения ПКИ во фрактальных объектах [69].

Также отметим работы по моделированию процесса генерации терагерцового излучения в углеродных наноструктурах с использованием формализма матрицы плотности [70, 71].

Такое количество работ еще раз подтверждает интерес и актуальность исследований в данном направлении.

1.2 Модели описания динамики предельно коротких импульсов

Распространение предельно короткого оптического излучения в диэлектрической среде в случае поперечной волны описывается волновым уравнением, которое получается из уравнений Максвелла и имеет следующий вид:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2}, \quad (1.1)$$

где \vec{E} – электрическое поле оптического излучения, \vec{P} – поляризационный отклик среды, в общем случае содержащий линейную и нелинейную части, z – пространственная координата, характеризующая распространение излучения, t – время, c – скорость света в вакууме. Для нахождения отклика \vec{P} используются материальные уравнения, которые определяются свойствами среды.

Отметим, что при описании динамики предельно коротких импульсов отказываются от приближения медленно меняющейся огибающей электрического поля. Такой подход был использован еще в конце XX века [72, 73] при рассмотрении эффекта самоиндуцированной прозрачности.

Одним из вариантов другого подхода является применение приближения однонаправленного распространения, которое позволяет свести волновое уравнение к уравнению первого порядка. В случае линейно-поляризованного поля формула (1.1) принимает вид:

$$\left(\frac{\partial E}{\partial z} - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) \left(\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} \quad (1.2)$$

с учетом распространения волны только в одном направлении, можно переписать уравнение (1.2) следующим образом:

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} = -\frac{2\pi}{c} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} + \frac{c}{2} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right) \int_{-\infty}^t E dt'. \quad (1.3)$$

Данное уравнение описывает не только динамику ПКИ, но и квазимонохроматических импульсов. Отметим также, что в этом приближении мы получаем уравнение первого порядка, записанное на само электрическое поле, а не его огибающую. Это, несомненно, представляет собой сильную сторону данного подхода перед приближением медленно меняющейся огибающей.

Если помимо уравнения (1.3) учесть еще и материальные уравнения блоховского типа для двухуровневой среды, получается нелинейная интегрируемая система – редуцированная система Максвелла–Блоха, которая имеет решения в виде солитонов и бризеров для электрического поля импульса [74].

Позднее для описания распространения предельно коротких импульсов использовались другие подходы, в том числе приближение внезапных возмущений [75] и оптической прозрачности [76]. В первом случае ПКИ описываются уравнением синус-Гордона:

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial z \partial \tau} = -\alpha \cdot \sin \sigma, \sigma \sim \int_{-\infty}^t E dt', \quad (1.4)$$

здесь σ – «площадь» импульса, τ – бегущее время, $\alpha = \text{const}$ и зависит от свойств среды.

Во втором случае предельно короткий оптический импульс подчиняется аналогу уравнения Кортевега-де Вриза:

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial E}{\partial \tau} - aE^2 \frac{\partial E}{\partial \tau} - b \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} = 0, \quad (1.5)$$

n – показатель преломления среды.

Уравнения (1.4) и (1.5) были выведены в рамках модели двухуровневой среды, которая имеет ряд недостатков. Так в приближении внезапных возмущений широкий спектр импульса существенно перекрывает квантовый переход. А в условиях оптической прозрачности данная модель приводит к отрицательному n , хотя обычно данное значение положительно.

Существует и другой подход, основанный на использовании в качестве материального уравнения модели двух нелинейно-связанных осцилляторов [77]:

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial E}{\partial t} + aE^2 \frac{\partial E}{\partial t} - b \frac{\partial^3 E}{\partial t^3} + g \int_{-\infty}^t E dt = \frac{c}{2n} \frac{\partial E}{\partial t} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \int_{-\infty}^t E dt. \quad (1.6)$$

В случае, когда не учитывается дисперсия электронно-оптических переходов, третье слагаемое можно положить равным нулю и получить в 1D уравнение Шэфера–Уэйна [78]:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z \partial t} + \frac{n}{c} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{a}{3} \frac{\partial^2 (E^3)}{\partial t^2} + gE = 0. \quad (1.7)$$

Данное уравнение интегрируемо и имеет решение в виде бризера [79, 80].

Для предельно коротких импульсов терагерцового диапазона в системе туннельных переходов уравнение принимает вид обобщенного уравнения синус-Гордона [81]:

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial z \partial \tau} + \left(\frac{n}{c} - 4\beta \sin^2(0.5\sigma) \right) \frac{\partial^2 \sigma}{\partial \tau^2} = - \left(\alpha - \beta \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \tau} \right)^2 \right) \sin \sigma, \quad (1.8)$$

где β — коэффициент, учитывающий дополнительную нелинейность, вызванную туннельными переходами.

Для описания распространения терагерцового ПКИ в анизотропной среде, например, квадратично-нелинейного кристалла используются уравнения Ядзимы–Ойкавы [82, 83]:

$$\begin{cases} i \left(\frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial \psi}{\partial t} \right) = -0.5 k_2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} + \theta E_T \psi \\ \frac{\partial E_T}{\partial z} + \frac{n_T}{c} \frac{\partial E_T}{\partial t} = -q \frac{\partial |\psi|^2}{\partial t} \end{cases}, \quad (1.9)$$

где E_T – терагерцовая компонента электрического поля, n_T — терагерцовый показатель преломления, θ и q — коэффициенты, пропорциональные компонентам нелинейной оптической восприимчивости второго порядка, v_g – линейная групповая скорость света, k_2 – параметр дисперсии групповой скорости, ψ – огибающая ПКИ.

1.3 Структура и свойства углеродных нанотрубок, композиты на их основе

Впервые углеродные нанотрубки были синтезированы Иидзимой в 1991 году [84]. Каждая углеродная нанотрубка (УНТ) — это полая цилиндрическая гексагональная структура углерода, его третья аллотропная форма, представляющая собой свернутый в трубку лист графена толщиной в один атом, и диаметром от 0,1 до десятков нанометров [3, 85-97], в длину могут достигать до нескольких сантиметров.

Уникальные свойства УНТ зависят от их длины (обычно примерно 100–300 нм) и совершенства структуры. В зависимости от структуры УНТ делятся на два типа: однослойные (ОУНТ) и многослойные (МУНТ). Первые состоят из одного листа графена, свернутого в цилиндрическую трубку. Многослойные УНТ — это набор концентрических однослойных трубок с большим диаметром.

В УНТ атомы углерода находятся в sp^2 гибридном состоянии. В отличие от случая графена в углеродных нанотрубках общее p -электронное

облако деформировано, является сжатым внутри трубки и растянутым по внешней поверхности. Степень деформирования уменьшается с увеличением диаметра трубки, что в свою очередь сказывается на прочности связей. Так чем сильнее искривлена поверхность УНТ, тем меньше перекрываются р-орбитали и тем выше химическая реакционная способность УНТ.

Углеродные нанотрубки обладают высоким аспектным соотношением, то есть отношением их длины к ширине, а точнее к диаметру (рисунок 1.3). Именно поэтому УНТ часто рассматриваются в качестве одномерных структур со свойствами, отличающимися в зависимости от направления.

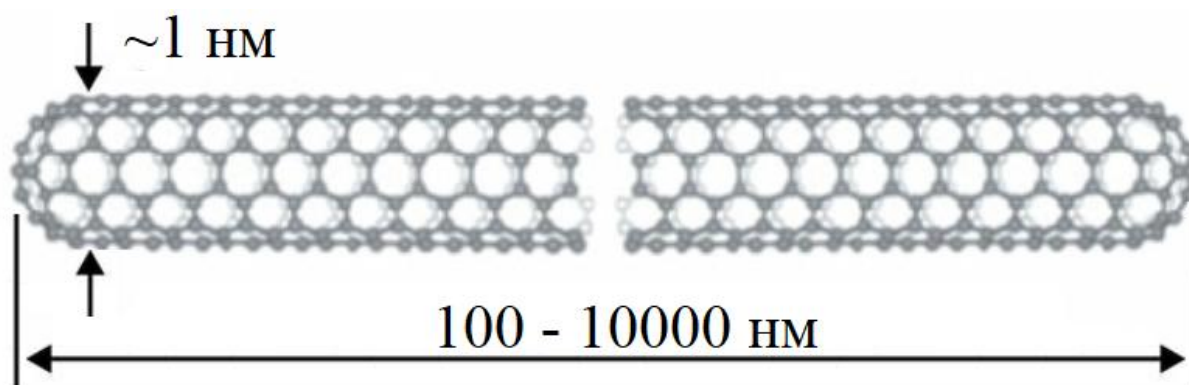


Рисунок 1.3 – Аспектное соотношение УНТ

Кроме однослойных и многослойных в классификации УНТ выделяют также прямые и спиральные, с открытыми или закрытыми концами. Чаще всего на практике встречаются УНТ с закрытыми концами, это следствие метода получения.

Одной из самых важных структурных характеристик УНТ является ее хиральность, она определяется взаимной ориентацией сторон гексагональной решетки графена относительно продольной оси нанотрубки. Хиральность задает проводящие свойства данного материала. УНТ могут быть хиральными и ахиральными, в зависимости от симметрии гексагональной решетки. У первых симметрия винтовая, у вторых — осевая, причём ахиральные УНТ также бывают двух типов. Условно их обозначают «зигзаг»

трубки и «кресельные» трубки. В первом случае два ребра каждого гексагона параллельны оси цилиндра, во втором — перпендикулярны (рисунок 1.4).

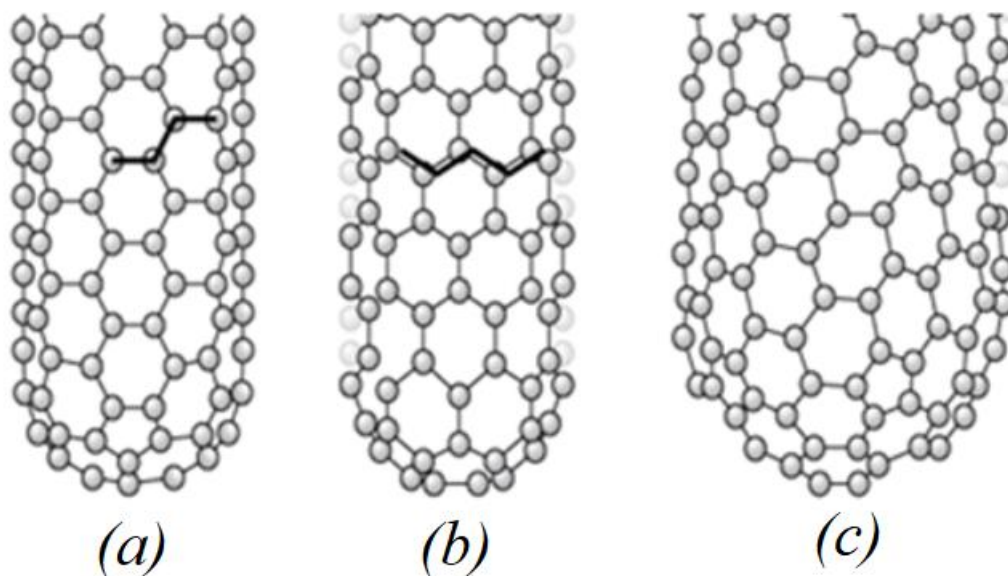


Рисунок 1.4 – Структура однослойных УНТ: а) «кресельные», б) «зигзаг», с) хиральная УНТ, имеющая винтовую симметрию

Цилиндрическая структура УНТ определяется диаметром (d_t) и хиральным углом η , под которым гексагоны ориентированы в графеновой плоскости (рисунок 1.5). Хиральный вектор, определяющий структуру углеродной нанотрубки (параметр L), задает длину окружности нанотрубки и, следовательно, ее диаметр. Хиральный угол $\eta = 0$ соответствует зигзагообразным нанотрубкам, а $\eta = \pi/6$ — нанотрубкам типа «кресло». Разные комбинации таких параметров как диаметр нанотрубки и хиральный угол определяют физические свойства углеродных нанотрубок [85-97].

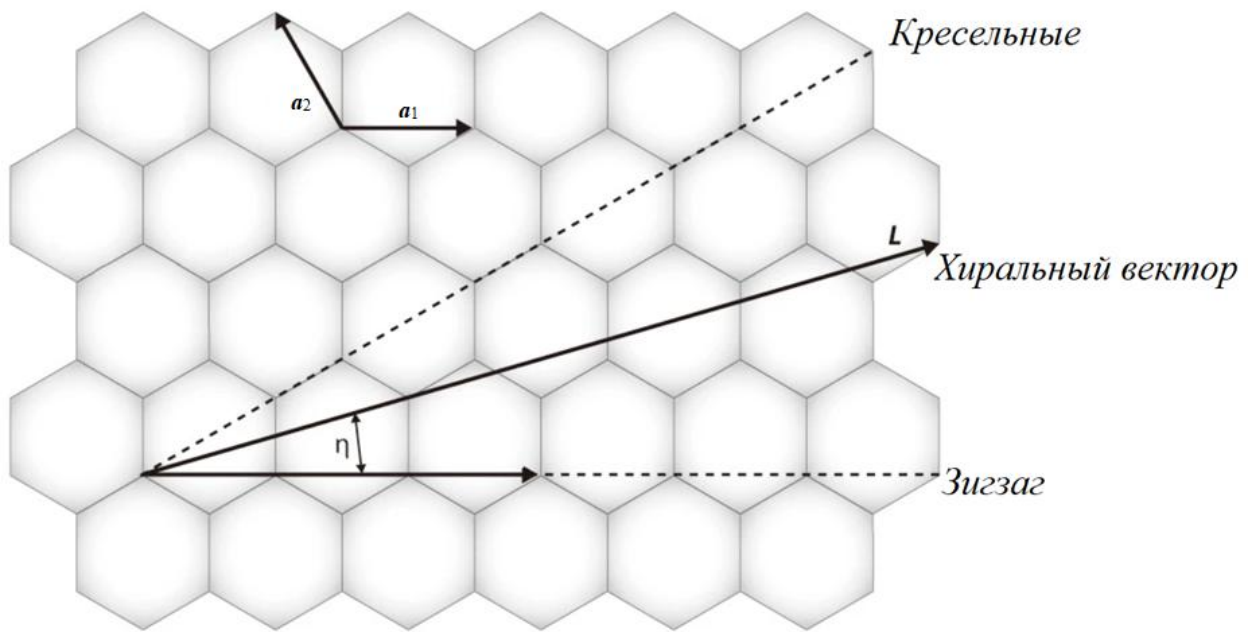


Рисунок 1.5 – Гексагональная решетка графена с основными параметрами УНТ

Чтобы построить элементарные ячейки УНТ, берут базисные вектора a_1 и a_2 , с их помощью определяется хиральный вектор:

$$L = na_1 + ma_2, \quad (1.10)$$

Переменные (n и m) в формуле (1.10) служат для определения варианта скручивания графеновой плоскости в углеродной нанотрубке. Эти значения задают координаты гексагональной структуры, которая за счет сворачивания графеновой плоскости совпадает с гексагоном в начале системы координат. Числа (n , m) позволяют определить хиральный вектор L . В случае, когда $0^\circ < \theta < 30^\circ$ речь идет об ахиральных УНТ. Скручивание графенового листа идет без деформации гексагональной решетки, поэтому нанотрубки типа «кресло» обозначаются следующим образом (n , n), это означает, что ребра шестиугольника перпендикулярны оси УНТ, а у «зигзаг» - (n , 0) ребра шестиугольника параллельны этой оси. Величина параметра n прямо пропорциональна диаметру нанотрубки. Соотношение между параметрами n и m позволяет определить электрические свойства нанотрубок.

Металлические – $(n-m)$ делится на 3, полупроводниковые – прочие значения n и m .

В нашей работе мы исследуем углеродные нанотрубки типа $(m, 0)$. Для УНТ данного типа закон дисперсии электронов выглядит следующим образом [96]:

$$\varepsilon(p, s) = \pm \gamma_0 \sqrt{1 + 4 \cos(ap) \cos\left(\frac{\pi s}{m}\right) + 4 \cos^2\left(\frac{\pi s}{m}\right)}, \quad (1.11)$$

где s – число характеризующее квантование квазиимпульса вдоль окружности трубки, p – компонента квазиимпульса электрона проводимости вдоль оси УНТ, γ_0 – энергия перескока электрона с одного атома на другой (≈ 2.7 эВ), b – расстояние между соседними атомами углерода, $a=3b/2\hbar$.

Зонная структура для УНТ (13,0) представлена на рисунке 1.6.

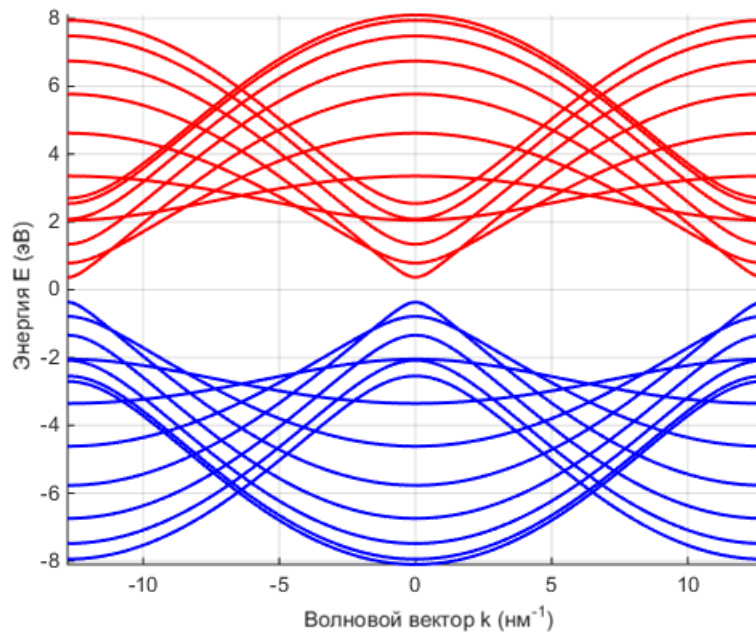


Рисунок 1.6 – Зонная структура УНТ (13,0)

Как видно из рисунка в зонной структуре УНТ присутствует щель, ширина которой для трубки с $m=13$ составляет $E_g \approx 0.85$ эВ.

Отметим, что углеродные нанотрубки обладают рядом привлекательных свойств [98-103]:

- высокая теплопроводность и электропроводность;

- гибкость (их можно значительно согнуть без повреждения);
- эластичность (удлинение до разрушения ~18%);
- имеют очень высокую прочность на разрыв;
- имеют низкий коэффициент теплового расширения.

Все это позволяет использовать их в совершенно различных прикладных областях, среди которых можно выделить следующие [104-107]:

- хранение энергии;
- термоматериалы;
- молекулярная электроника на основе УНТ;
- биомедицинские приложения;
- фильтрация воздуха и воды;
- приложения нелинейной оптики.

Первые упоминания о полимерных нанокомпозитах, усиленных именно углеродными нанотрубками, появились в 1994 году благодаря работе Ајауан [108]. Это направление стало логичным развитием более ранних изысканий в области нанокомпозитов, где в роли модифицирующих добавок к полимерам уже выступали другие наноразмерные структуры — сажа, частицы диоксида кремния, наноглины или более крупные углеродные нановолокна. Эти традиционные наполнители демонстрировали определённый потенциал для модификации механических характеристик, электропроводности или термостойкости полимерных матриц. Однако появление УНТ открыло новую эру, поскольку их уникальное сочетание исключительного соотношения сторон, прочности, электрической и теплопроводности на атомарном уровне сулило не просто модификацию, а качественный скачок в свойствах композитов, позволяя достичь синергетического эффекта при существенно более низких концентрациях наполнителя и придать материалам принципиально новые функциональные возможности.

Свойства полимерных нанокомпозитов, содержащих углеродные нанотрубки, зависят от нескольких факторов, помимо самого полимера: используемого процесса синтеза нанотрубок, процесса очистки нанотрубок (если таковой имеется), количества и типа примесей в нанотрубках, диаметра, длины и соотношения сторон нанотрубок, объектов в композите (изолированных, в виде жгутов и/или пучков), а также ориентации нанотрубок в полимерной матрице.

Полимерные композиты, содержащие УНТ, можно разделить на четыре различных типа в зависимости от формы и функции композитного материала. Первый вариант заключается в использовании в качестве наполнителей только УНТ, диспергированные в полимерной матрице. Второй тип представляет собой гибридные системы, где УНТ комбинируются с другими нанонаполнителями, например, частицами глины или диоксида кремния, что часто приводит к синергетическому эффекту и расширению функциональности композита. Третья категория включает волокнистые композиты, в которых УНТ либо связаны с поверхностью волокон в армированных волокнами материалах, либо диспергированы по всей полимерной матрице. Наконец, УНТ иногда перерабатывают в макроскопические волокна, а затем связывают с полимерами [109].

1.4 Многофотонное поглощение

Многофотонные процессы — процессы испускания или поглощения электромагнитного излучения атомами, молекулами или электронами, которые в результате всякого элементарного акта взаимодействия приобретают (или теряют) энергию за счёт одновременного поглощения (или испускания) нескольких фотонов. Согласно закону сохранения энергии, при многофотонном переходе между квантовыми состояниями, разность их энергий всегда равна суммарной энергии поглощённых (или излучённых) фотонов.

В кристаллах нафталина было обнаружено трехфотонное поглощение (ЗФП) еще в 1964 году. Для реализации и наблюдения процессов, при которых возможно многофотонное поглощение, необходимо, чтобы кванты света обладали большей энергией, чем при стандартном акте взаимодействия (однофотонное поглощение).

При использовании мощных лазерных установок, которые генерируют электромагнитные поля с высокой энергией, возможны случаи многофотонного поглощения даже больше трех. При получении электроном слишком большого количества энергии, происходит его ионизация, электрон покидает последний энергетический уровень атома и становится свободным электроном. К примеру, можно привести возникновение искры — при резком возрастании тока (электрический пробой) при фокусировке излучения мощного лазера в воздухе, когда напряжение становится выше критического.

Вероятность однофотонных процессов линейно зависит от интенсивности электромагнитного излучения, при многофотонных процессах данная зависимость нелинейная. На рисунке 1.7 представлена схема многофотонных процессов.

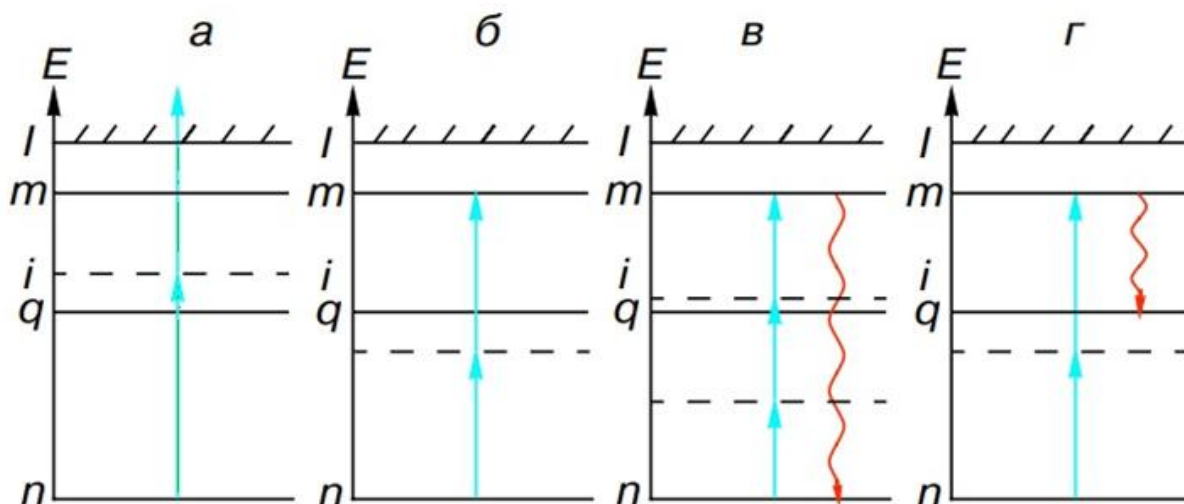


Рисунок 1.7 - Схема многофотонных процессов: а) ионизация атома, б) возбуждение атома, в) возбуждение 3-ей гармоники падающего излучения, г) гиперрамановское рассеяние. I – потенциал ионизации, n , m , q – основное, возбужденное и связанные состояния электрона, голубые стрелки –

вынужденные переходы при поглощении фотона, красные – спонтанные переходы электрона, i – состояния электрона, поглотившего фотон

Как уже отмечалась выше, многофотонные процессы широко применяются в том числе в нелинейной оптике, лазерной фотохимии, квантовой электронике и др. С их помощью выполняют накачку лазерных сред, измеряют продолжительность световых импульсов, контролируют параметры лазерного излучения, выборочно действуют на атомы и молекулы в процессе отделения изотопов. На основе многофотонного поглощения уже выделились самостоятельные области исследований, такие как многофотонная литография [110], представляющая собой технику 3D-печати, многофотонная микроскопия [111], которая превосходно подходит для визуализации живых клеток, особенно внутри неповрежденных тканей, таких как срезы мозга, эмбрионы, целые органы.

Отметим также результаты недавних исследований в данном направлении. В работе [112] продемонстрировано гигантское многофотонное поглощение для терагерцовых резонансов в кремниевых водородных донорах, что открывает перспективы в области терагерцового квантового управления. Превосходные свойства многофотонного поглощения, обнаруженные в перовскитах, позволяют использовать их в целях преобразования лазерной частоты с повышением частоты, субзонного фотодетектирования и 3D-биовизуализации [113]. В [114] показано, что многофотонная спектроскопия является альтернативой традиционным методам, таким как эффект Штарка и электрохромизм, при измерении дипольных моментов. Количественные данные о статических молекулярных электрических дипольных моментах важны для понимания внутримолекулярного переноса заряда, а также статических электрических взаимодействий в нанометровом масштабе.

1.5 Практическое применение углеродных нанотрубок в области оптоэлектроники

Взаимодействие углеродных нанотрубок с предельно короткими оптическими импульсами раскрывает их уникальный потенциал для самых передовых областей оптоэлектроники.

Во-первых, это фотодетекторы на основе углеродных нанотрубок, которые будучи важными оптоэлектронными устройствами, играют решающую роль в промышленном производстве, мониторинге окружающей среды, ночном наблюдении и других областях [115]. Детекторы на основе УНТ могут использоваться в системах оптической связи (сверхбыстрые затворы, модуляторы, демодуляторы), работающих на терагерцовых скоростях. Так в работе [116] показано, что высокоскоростные терагерцовые модуляторы с большой глубиной модуляции могут быть созданы с использованием тонких плёнок сверхдлинных однослойных углеродных нанотрубок. Предложен новый подход к управлению терагерцовыми волнами, основанный на усилении терагерцового излучения, прошедшего через образец после импульсного оптического возбуждения.

Во-вторых, УНТ используются как насыщающиеся поглотители. Под действием мощного короткого импульса они «прозрачны» (насыщаются), а при слабой интенсивности — «непрозрачны». Это свойство позволяет эффективно «сжимать» импульсы в лазерных резонаторах, генерируя стабильные последовательности фемтосекундных импульсов. Такие лазеры компактны, дешевы и работают в широком спектральном диапазоне [117]. Так в работе [118] продемонстрированы улучшенные характеристики синхронизации мод фемтосекундного волоконного лазера (получены импульсы длительностью 490-569 фс), легированного эрбием, с использованием выровненных однослойных углеродных нанотрубок, а также

снижение относительного уровня шума лазера за счёт интеграции выровненных УНТ.

Массивы УНТ используются для генерации и детектирования терагерцового излучения [119]. Предельно короткий оптический импульс, попадая на УНТ, генерирует фотоносители (электроны и дырки). Эти "горячие" носители ускоряются в сильном внешнем электрическом поле, создавая ток, который изменяется с терагерцовой частотой (поскольку сам процесс генерации длится фемтосекунды). Это приводит к излучению электромагнитной волны в ТГц диапазоне и находит применение в неразрушающем контроле (например, проверка слоев в электронике), анализе сложных молекул, системах безопасности.

Также углеродные нанотрубки позволяют проводить исследование сверхбыстрых динамических процессов, когда при помощи методики накачки-зондирования можно изучать процессы внутри УНТ с фемтосекундным разрешением: динамику экситонов [120], фононные колебания [121] и их влияние на электронные свойства.

Углеродные нанотрубки выступают в роли уникальных нелинейно-оптических преобразователей. Их способность эффективно генерировать и детектировать гармоники высшего порядка [122] открывает путь к созданию нового поколения миниатюрных устройств для спектроскопии, высокоскоростной оптической обработки информации и других областей.

Таким образом, с точки зрения взаимодействия с предельными оптическими импульсами, УНТ — это не просто пассивный материал, а универсальный «наноинструмент». Они позволяют генерировать, модулировать, детектировать и даже переносить световые поля на частотах до терагерцового диапазона. Это открывает дорогу к созданию оптоэлектронных процессоров следующего поколения, сверхскоростных систем связи и принципиально новых методов спектроскопии и диагностики.

ГЛАВА II. ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИЕ ИМПУЛЬСЫ В УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБКАХ И КОМПОЗИТАХ НА ИХ ОСНОВЕ С УЧЕТОМ МНОГОФОТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

Долгие годы людей привлекает процесс взаимодействия света с веществом и к середине двадцатого столетия он был подробно изучен и описан в трудах многих ученых таких как: М. Планк, А. Эйнштейн, Н. Бор, Дж.У. Николсон и др. На атомном уровне была выяснена связь микроскопических явлений с природой света. Но оказалось, что при взаимодействии на атомном уровне все процессы, происходящие на атомных орбиталях являются однофотонными, электрон способен поглощать и испускать только один фотон и переходить строго с одного энергетического уровня на другой. Данная общая особенность подтверждалась многочисленными экспериментами.

Однако в 50-е гг. XX века во времена появления лазеров стали возможны и новые открытия. Так, например, обнаружено, что макроскопические законы оптики уже не являются фундаментальными при рассмотрении взаимодействия лазерного излучения со средой. Зародился новый раздел физики – нелинейная оптика. В данном разделе описывается связь между поляризацией и напряжённостью электрического поля, при этом величина поляризации P нелинейно реагирует на электрическое поле E света, данное обстоятельство наблюдается при очень высокой интенсивности светового потока, как раз генерируемое при помощи лазера.

Если сравнивать лазерное излучение с обычным излучением, то оно обладает большей интенсивностью [123]. Учитывая эти свойства, мы можем наблюдать помимо однофотонного и многофотонные процессы.

УНТ — один из перспективных материалов для стабильного распространения предельно коротких оптических импульсов. При этом включение углеродных нанотрубок в полимерную матрицу — это

привлекательный способ объединить механические и электрические свойства отдельных нанотрубок с преимуществами полимеров.

Благодаря исключительным свойствам отдельные углеродные нанотрубки могут стать идеальными усиливающими элементами в ряде приложений. Однако на практике их внедрение в полимеры осложняется из-за низкой дисперсности, вызванной агрегацией. Из-за высокой поверхностной энергии и стабилизации за счет многочисленных π - π -электронных взаимодействий между собой трубки образуют скопления в виде длинных пучков. Чтобы добиться хорошей дисперсии и переноса нагрузки, были разработаны нековалентные методы приготовления нанокомпозитов полимер/УНТ [124-126]. Относительно однородное диспергирование УНТ может быть достигнуто в полярных полимерах, таких как нейлон, поликарбонат и полиимид, благодаря сильному взаимодействию между полярной частью полимерных цепей и поверхностью УНТ. Чтобы в полной мере воспользоваться преимуществами УНТ, необходимы:

- высокая площадь межфазной границы между нанотрубками и полимером;
- сильное межфазное взаимодействие.

Нас в первую очередь будет интересовать не улучшение свойств полимера, а возможность создания определенного расположения углеродных нанотрубок с заданной геометрией в полимерной структуре.

Основные результаты, изложенные в главе, опубликованы в работах [12, 14, 17, 23, 25].

2.1 Модель распространения предельно коротких оптических импульсов в УНТ с учетом многофотонного поглощения

Многофотонное поглощение относится к фотофизическим процессам, когда происходит поглощение нескольких фотонов одновременно атомом или молекулой [127, 128]. С помощью

двухфотонного поглощения можно получать данные о параметрах молекулярной системы, выявлять асимметрию и трудности с переносом заряда на молекулярном уровне. Многофотонное поглощение также помогает отслеживать нелинейные процессы в устройствах на основе полупроводников [129, 130], в том числе низкоразмерных. Важность этого объясняется разработкой новых приборов с применением наноматериалов, среди которых особое место занимают углеродные нанотрубки [131, 132]. Особое внимание им уделяется ввиду использования в процессе изготовления опто- и нанoeлектронного оборудования [133-135] ввиду эффекта стабилизации электромагнитных импульсов [31].

В качестве среды распространения электромагнитных импульсов выберем диэлектрик, содержащий массив однонаправленных углеродных нанотрубок. При этом волновой вектор направим под углом 90° по отношению к осям нанотрубок (рисунок 2.1).

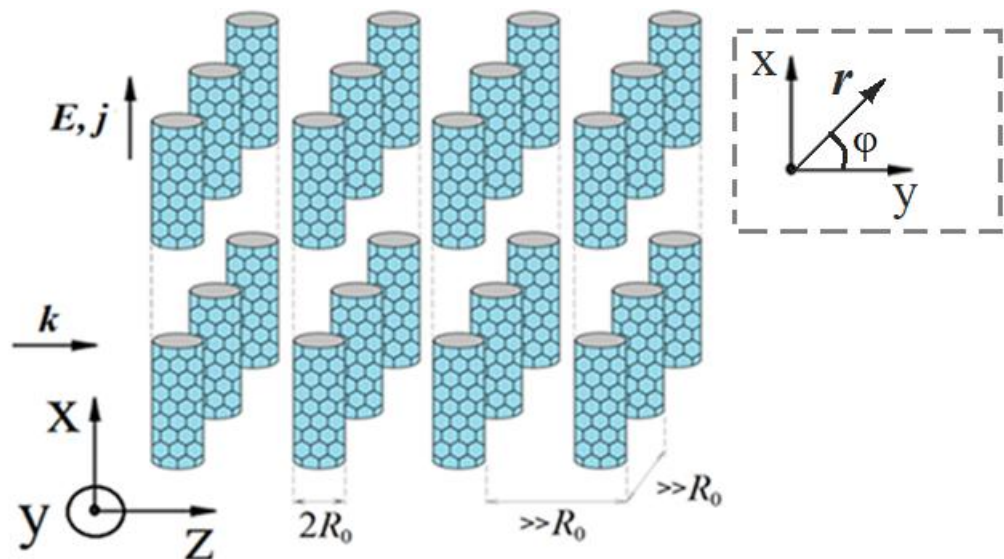


Рисунок 2.1 – Геометрия задачи

Отметим, что расстояния между УНТ много больше их радиуса, который для углеродных нанотрубок (13, 0) составляет $R_0 \approx 0.51$ нм. Закон дисперсии для электронов в УНТ определяется в соответствии с формулой (1.11). Также нами используется калибровка Кулона: $E = c^{-1} \partial A / \partial t$.

Запишем уравнение на векторный потенциал в трехмерном случае, следующее из уравнений Максвелла:

$$\frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial z^2} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}(\mathbf{A}), \quad (2.1)$$

где c – скорость света, ε – диэлектрическая проницаемость среды. Векторный потенциал имеет вид: $\mathbf{A} = (A(x, y, z, t), 0, 0)$, а плотность электрического тока: $\mathbf{j} = (j(x, y, z, t), 0, 0)$.

Далее дополним уравнение (2.1) слагаемыми, учитывающими усиление и многофотонное поглощение. Отметим, что они вводятся феноменологически. Первое – как член с отрицательным затуханием ($\Gamma > 0$), учет многофотонного поглощения осуществляется на основе модели нелинейного поглощения [136]:

$$\frac{dI}{dz} = -\alpha I - \beta I^2 - \gamma I^3, \quad (2.2)$$

где I – интенсивность, α – линейный коэффициент поглощения, β – коэффициент двухфотонного поглощения, γ – коэффициент трехфотонного поглощения.

Далее мы используем цилиндрические координаты для параметризации точек пространства, чтобы упростить вычисления. Отметим, что мы работаем со скалярной функцией A , выражая ее аргументы через новые переменные. В этом случае уравнение (2.1) примет вид:

$$\begin{aligned} \square A + \Gamma \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} j(A) - F_p \left(\frac{\partial A}{\partial t} \right)^{2n_p-1} &= 0, \\ \square A &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial A}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A}{\partial \varphi^2} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2}, \end{aligned} \quad (2.3)$$

r, z, φ – координаты, $r^2 = x^2 + y^2$, $\text{tg} \varphi = x/y$, \square – оператор д'Аламбера в цилиндрической системе координат, n_p – количество фотонов, F_p – коэффициент затухания с механизмом многофотонного поглощения, $F_p = \beta/c^2$ – для двухфотонного поглощения ($\beta = 0.3$ см/ГВт) [137], $F_p = \gamma/c^4$ –

для трехфотонного поглощения ($\gamma=75 \text{ см}^3/\text{ГВт}^2$) [138], Γ задает накачку поля импульса за вычетом линейного поглощения:

$$\Gamma = Q_{\Gamma} \cdot \exp\left(-\frac{r^6}{l_{\Gamma}^6}\right) \quad (2.4)$$

параметр l_{Γ} – полуширина усиливающего поля в перпендикулярном направлении, Q_{Γ} – коэффициент усиления, определяется свойствами усиливающей среды.

Здесь используется простая модель для определения эффективной диэлектрической проницаемости, которая основана на приближении Максвелла-Гарнетта [139]. Отметим также, что переход к новым цилиндрическим координатам возможен для симметричных по x и y начальных условий.

В общем случае плотность тока в присутствии электрического поля вдоль оси УНТ может быть вычислена по следующей формуле [140]:

$$j = 2q \sum_{s=1}^m \int_{BZ} dP \frac{N}{2\pi\hbar} \cdot v\left(P + \frac{qA}{c}, s\right) F(P, s), \quad (2.5)$$

где множитель 2 – спиновое вырождение, $q=-|e|$ – заряд электрона, интегрирование ведется по области первой зоны Бриллюэна, N — плотность размещения нанотрубок, A – векторный потенциал электрического поля импульса, P - обобщенный квазиимпульс электрона проводимости вдоль оси УНТ, смещенный внешним полем, $v(p, s) = \partial\varepsilon(p, s)/\partial p$ – скорость электронов, $F(p, s)$ – функция распределения. При выполнении условия: $E_c - E_F \gg k_B T$ можно вместо распределения Ферми-Дирака использовать распределение Больцмана. Здесь E_c – энергия дна зоны проводимости, E_F – уровень Ферми, k_B – постоянная Больцмана, T – температура.

Отметим, что в углеродных нанотрубках zig-zag типа, у которых число m не кратно трем, имеется щель в энергетическом спектре. Причем чем больше диаметр УНТ, тем ширина запрещенной зоны (E_g) меньше. Но эта зависимость наблюдается только для трубок с диаметром >0.6 нм. Для УНТ, диаметр которых меньше этой величины, такая зависимость нарушается.

Например, $E_g(7,0) \approx 0.94$ эВ, $E_g(8,0) \approx 1.3$ эВ, $E_g(10,0) \approx 1.05$ эВ, $E_g(13,0) \approx 0.85$ эВ. Причем для (8,0) имеет место самая большая запрещенная зона. Эти результаты получены при помощи квантово-механических расчетов с использованием подхода теории функционала плотности B3LYP [141].

Для импульсов с длиной волны 1.6 мкм энергия фотона будет составлять приблизительно $E_{ph} \approx 0.78$ эВ. То есть ее недостаточно для того, чтобы электроны преодолели щель ($E_{ph} < E_g$) для указанных выше УНТ. Поскольку в нашем исследовании рассматривается излучение большой интенсивности, то необходимо учитывать многофотонные процессы. В этом случае суммарная энергия в случае поглощения двух фотонов при $\lambda = 1.6$ мкм равна: $2 \cdot h \cdot c / \lambda \approx 1.56$ эВ, что достаточно для перехода электрона через запрещенную зону.

Также стоит упомянуть и о методе управления концентрацией носителей заряда – электростатическом легировании [142, 143], которое приведет к сдвигу уровня Ферми ближе к зоне проводимости и соответствует ненулевому химическому потенциалу μ , который и определяет концентрацию электронов в зоне проводимости УНТ $n(T, \mu)$:

$$n(T, \mu) = \sum_{s=1}^m \int_{BZ} \frac{N}{\pi \hbar} F(\varepsilon(p, s) - \mu) dp, \quad (2.6)$$

Отметим, что электростатическое легирование является одним из методов, позволяющих управлять типом и концентрацией носителей заряда без физического внедрения посторонних атомов (как в классическом легировании [144-146]), а с помощью приложения внешнего электрического поля. Принцип действия легко понять из устройства полевого транзистора [147, 148]. При этом тип и концентрация носителей заряда в материале динамически контролируются величиной и знаком приложенного напряжения V_G . Приблизительно сдвиг уровня Ферми от его положения в нейтральной точке можно определить по формуле: $\Delta E_F \approx E_c - E_F = e\eta V_G$, η – емкостная связь ($\eta < 1$), показывающая какая доля напряжения попадает на

УНТ, а какая – на паразитные емкости. Этот сдвиг и определяет величину химического потенциала.

Есть и другие способы, которые помогают бороться с низкой концентрацией электронов в зоне проводимости. К ним относятся: термовозбуждение – нагрев материала увеличивает тепловую энергию электронов в валентной зоне, которой становится достаточно для преодоления запрещенной зоны [149], инжекция носителей [150].

Для УНТ (13,0) $E_c=0.425$ эВ, тогда для $\mu\approx 0.34$ эВ (за счет электростатического легирования) и $T=77$ К получаем, что условие $E_c - E_F \gg k_B T$ выполнено, поэтому в дальнейшем мы будем использовать распределение Больцмана:

$$F(p, s) = C \cdot \exp\left(-\frac{\varepsilon(p, s)}{k_B T}\right), \quad (2.7)$$

где C — нормировочная константа, которая может быть найдена из условия:

$$\int_{BZ} F(p, s) dp = n_0. \quad (2.8)$$

Учитывая, что радиус УНТ $R_0 \approx 0.51$ нм, а расстояния между УНТ 15 нм, получаем величину концентрации носителей по формуле (2.6) $n_0 \approx 10^{16}$ см⁻³.

Разложим закон дисперсии ряд Фурье:

$$\begin{aligned} \varepsilon(p, s) &= \frac{A_{0s}}{2} + \sum_{r=1}^{\infty} A_{rs} \cos(arp), \\ A_{rs} &= \frac{a}{\pi} \int_{BZ} \varepsilon(p, s) \cos(arp) dp \end{aligned}, \quad (2.9)$$

A_{rs} – коэффициенты разложения.

Тогда скорость в формуле (2.5) принимает вид:

$$\begin{aligned} v\left(P + \frac{qA}{c}, s\right) &= -a \sum_{r=1}^{\infty} r A_{rs} \sin\left(ar\left(P + \frac{qA}{c}\right)\right) = -a \sum_{r=1}^{\infty} r A_{rs} \sin(arP) \cos\left(\frac{arqA}{c}\right) - \\ & a \sum_{r=1}^{\infty} r A_{rs} \cos(arP) \sin\left(\frac{arqA}{c}\right) = -a \sum_{r=1}^{\infty} r A_{rs} \cos(arP) \sin\left(\frac{arqA}{c}\right) \end{aligned}, \quad (2.10)$$

Окончательно для плотности электрического тока получаем:

$$j = qn_0\gamma_0 a \sum_{r=1}^{\infty} b_r \sin\left(\frac{arqA}{c}\right),$$

$$b_r = -\frac{\sum_{s=1}^m r \frac{A_{rs}}{\gamma_0} \int_{-\pi}^{\pi} \exp(-\varepsilon(p,s)/k_B T) \cos(arp) d(ap)}{\sum_{s=1}^m \int_{-\pi}^{\pi} \exp(-\varepsilon(p,s)/k_B T) d(ap)}, \quad (2.11)$$

В исследовании [151] показано, что накоплением заряда для фемтосекундных импульсов из-за неоднородности поля импульса можно пренебречь. Следовательно, имеет место осевая симметрия распределения поля и $\partial A/\partial \phi$ можно положить равной нулю. Тогда уравнение (2.1) переписывается в следующем виде:

$$\square A + \Gamma \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{4\pi qn_0\gamma_0 a}{c} \sum_{r=1}^{\infty} b_r \sin\left(\frac{arqA}{c}\right) - F_p \left(\frac{\partial A}{\partial t}\right)^{2n_p-1} = 0, \quad (2.12)$$

Быстрое уменьшение коэффициентов b_r при возрастании номера r позволяет учесть только первые несколько членов во втором слагаемом формулы (2.10).

Полученное в результате преобразований и упомянутых выше приближений уравнение решается численно, и начальные условия имеют вид:

$$A = B \cdot \exp\left(-\left(\frac{z-z_0}{l_z}\right)^2\right) \exp\left(-\left(\frac{r}{l_r}\right)^2\right),$$

$$\frac{dA}{dt} = \frac{2v_0 B (z-z_0)}{l_z^2} \cdot \exp\left(-\left(\frac{z-z_0}{l_z}\right)^2\right) \exp\left(-\left(\frac{r}{l_r}\right)^2\right), \quad (2.13)$$

где B – величина векторного потенциала поля импульса в нулевой момент времени, l_z , l_r – полуширина импульса вдоль продольного и поперечного направлений.

Ниже приведем параметры явной численной схемы с предиктором-корректором, используемые в расчетах. Шаги по времени и координатам: $ht=0.001$, $hr=0.02$, $hz=0.005$, что обеспечивает выполнение условия Куранта:

$ht \leq CFL / \sqrt{1/hr^2 + 1/hz^2}$, $CFL=0.8$ – коэффициент Куранта–Фридрихса–Леви.

2.2 Влияние полимера на распространение предельно коротких оптических импульсов в углеродных нанотрубках с учетом многофотонного поглощения

Далее рассмотрим, к каким эффектам приведет наличие полимерного материала, в котором находятся полупроводниковые УНТ. Полимерная матрица (композит полимера с УНТ) расположена на пути импульса таким образом, чтобы направление электрического поля совпадает с осями УНТ, равномерно размещенным в полимере. Закон дисперсии электронов в $(m,0)$ углеродных нанотрубках записывается в виде выражения (1.2). Векторный потенциал и плотность электрического тока рассчитываются аналогично пункту 2.1. Волновое уравнение на компоненту векторного потенциала, направленную вдоль оси углеродных нанотрубок, имеет вид (2.3). Плотность электрического тока содержит две компоненты, одна из которых определяет вклад УНТ (j_{CNT}), другая (j_{POL}) – полимера:

$$j(A) = j_{CNT}(A) + j_{POL}(A), \quad (2.14)$$

Выражение для j_{CNT} можно определить следующим образом:

$$j_{CNT}(A) = en_0 \gamma_0 a \sum_{r=1}^{\infty} b_r \sin\left(r \frac{aeA}{c}\right), \quad (2.15)$$

Компонента j_{POL} вычислялась аналогично j_{CNT} . В качестве полимера нами выбирался полиацетилен в конфигурации транс- $(CH)_x$. Закон дисперсии электронов в димеризованном полимере [152] можно записать в следующем виде:

$$\varepsilon(k) = \sqrt{4t_0^2 \cos^2(ka_{POL}) + \Delta_0^2 \sin^2(ka_{POL})}, \quad (2.16)$$

a_{POL} – длина связи между атомами углерода в полимере (≈ 0.14 нм), t_0 – интеграл перекрытия электронных облаков в полимере (2.5 эВ), Δ_0 –

полуширина щели (≈ 0.7 эВ), $|k| \leq 0.5\pi/a_{POL}$. Далее раскладываем закон дисперсии (2.16) в ряд Фурье с коэффициентами разложения C_i и учитываем, что $eEa_{POL} \ll \Delta_0$ ($E=10^7$ В/м) и для высших гармоник $\Delta k \cdot a_{POL} \ll 1$. В этом случае вклад дает только первая гармоника в разложении и можно записать выражение для плотности тока в полимере:

$$j_{POL}(A) = |e| \cdot a_{POL} \cdot R \cdot t_0 \cdot \chi \cdot \sin\left(\frac{a_{POL}|e|A}{c}\right),$$

$$R = \frac{\int_{BZ} C_1 \cdot \cos(a_{POL}k) \exp(-\varepsilon(k)/k_B T) d(a_{POL}k)}{t_0 \cdot \int_{BZ} \exp(-\varepsilon(k)/k_B T) d(a_{POL}k)}, \quad (2.17)$$

здесь χ – концентрация электронов в полимере. В дальнейшем будем работать с безразмерной величиной: $\chi_0 = (\chi t_0 a_{POL} R) / (n_0 \gamma_0 a)$, которая имеет смысл доли от концентрации носителей заряда в УНТ.

Отметим, что для транс-полиацетилена, являющегося полупроводником, $\Delta_0 > \mu$ (0.7 эВ $>$ 0.34 эВ), что дает малые значения χ_0 для данного химического потенциала. Но за счет изгиба зон [153] на границе полимер-УНТ концентрация носителей в полимере может достигать величины близкой к концентрации электронов в УНТ n_0 . В дальнейших расчетах выбирались значения: $0.1 < \chi_0 < 1$.

При решении полученного уравнения (2.3) с учетом (2.14)-(2.17) использовалась явная численная схема типа «крест» с предиктором-корректором [154]. Начальное условие выбиралось в виде (2.13).

Эволюция импульса показана на рисунке 2.2 для двух поглощаемых фотонов.

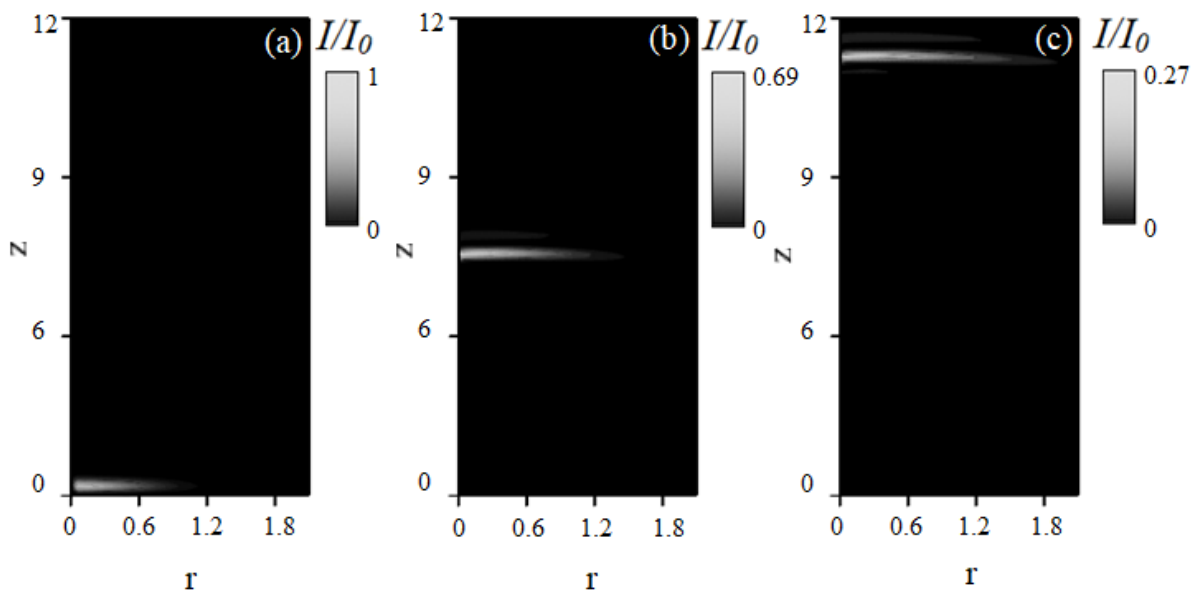


Рисунок 2.2 – Эволюция интенсивности электрического поля импульса в различные моменты времени: (a) $t=0$; (b) $t=1.4 \cdot 10^{-13}$ с; (c) $t=2.5 \cdot 10^{-13}$ с. I_0 – максимум интенсивности для начального момента времени. Единица по координатным осям – 4 мкм [12]

На рисунке 2.2 показано, что распространение импульса в полимерном композите с УНТ носит стабильный характер, испытывая уширение.

На рисунке 2.3 демонстрируется зависимость характеристик импульса от наличия/отсутствия полимера в рассматриваемой системе.

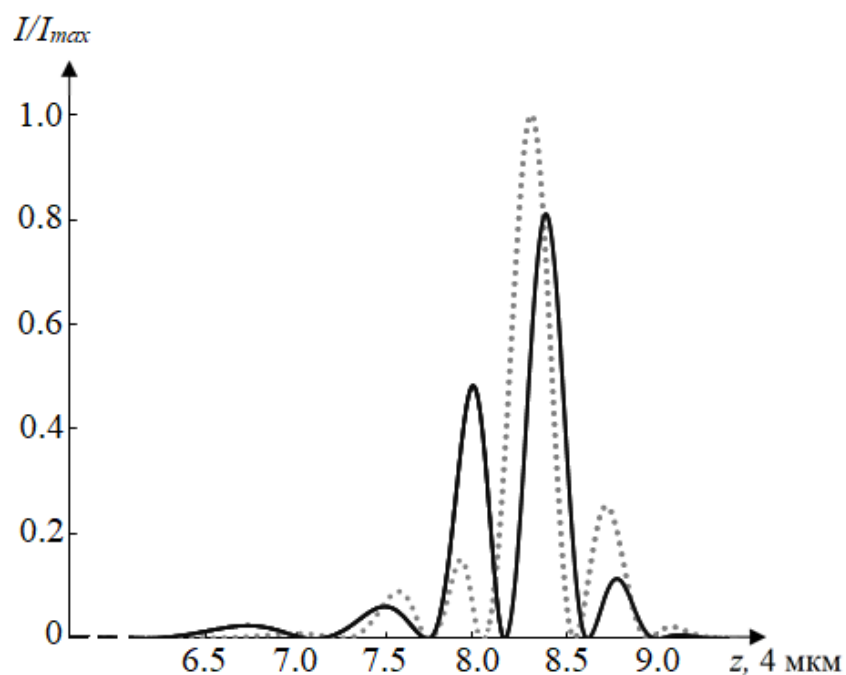


Рисунок 2.3 – Интенсивность ПКИ в полимерном композите с УНТ от продольной координаты ($t=2.5 \cdot 10^{-13}$ с, $n_p=2$): сплошная линия – без полимера; точечная – с полимером [12]

Видно, что учет полимера в композитном материале из УНТ не изменяет характер поведения импульса (разделение на несколько пиков сохраняется), но приводит к росту основного пика импульса и ослаблению на заднем фронте — это важно для решения задач усиления импульса. По нашим оценкам, средняя интенсивность основного пика возрастает примерно на 20% для величины $\chi_0=0.8$ по сравнению с отсутствием полимера.

Отметим, что в отличие от диэлектрика, который по сути дает только механическую фиксацию, использование полимера позволяет не только фиксировать ориентацию нанотрубок, но и приводит к следующим положительным эффектам. Дает аддитивный вклад ток, что позволяет увеличить общую амплитуду сигнала и снизить общее сопротивление композита, варьировать эффективную проводимость, не меняя геометрии УНТ, уменьшить скин-эффект.

Влияние концентрации полимера на ширину импульса с течением времени приведена на рисунке 2.4. Для определения ширины мы используем

расстояние вдоль оси r , на котором пиковая интенсивность падает в 2 раза.

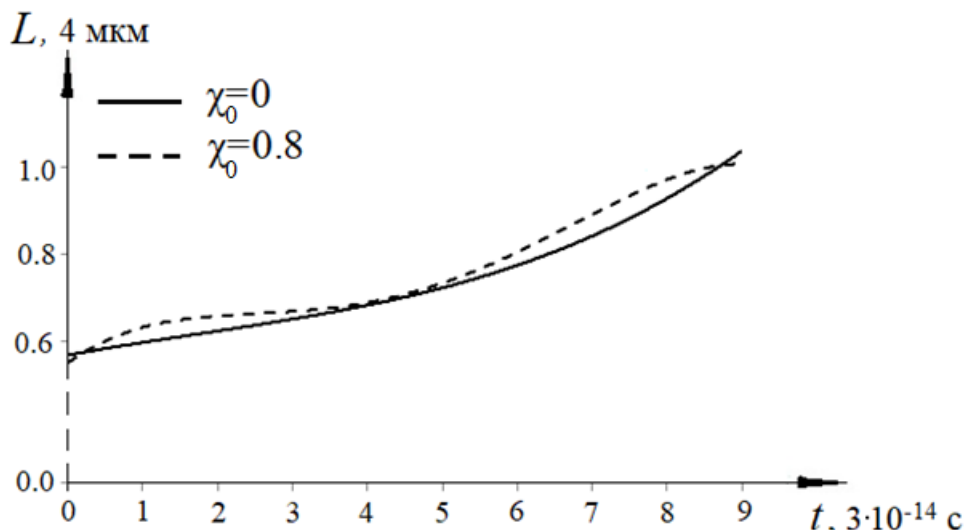


Рисунок 2.4 – Ширина импульса L в зависимости от времени

Полученная зависимость свидетельствует о незначительном влиянии присутствия полимера в системе на ширину импульса. Максимальное относительное отклонение величины L составляет не более 7%. Это можно связать с тем, что рабочая частота находится в области прозрачности среды, то есть в области малой дисперсии. Основная динамика определяется дифракцией в среде с УНТ. Таким образом, введение полимера не приводит к ухудшению импульсных характеристик, а, наоборот, позволяет легче расположить УНТ необходимым образом и придать необходимую структуру массиву УНТ.

2.3 Предельно короткие оптические импульсы в тонкой полимерной пленке с углеродными нанотрубками

Рассмотрим динамику предельно короткого оптического импульса в процессе взаимодействия с тонкой полимерной пленкой с УНТ [155]. Взаимодействие импульса с тонкой плёнкой, толщина которой сопоставима с его характерным размером, сопровождается возникновением разнообразных

эффектов. В частности, в работах [156, 157] продемонстрировано, что даже в режиме слабых полей такая система способна выполнять аналоговое дифференцирование и интегрирование предельно коротких оптических импульсов. Естественным развитием данного направления является исследование этих эффектов в условиях сильных полей. Этому и посвящен данный раздел работы.

Полимерная пленка размещается на пути импульса таким образом, чтобы электрическое поле импульса было направлено вдоль оси УНТ (ось O_y). Считаем, что все нанотрубки имеют одинаковую ориентацию и образуют однородный массив. Взаимодействием между УНТ пренебрегаем в силу большого расстояния между трубками.

Волновое уравнение для векторного потенциала \mathbf{A} имеет следующий вид:

$$\frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} - F_p \left(\frac{\partial A}{\partial t} \right)^{2n_p-1} + \frac{4\pi}{c} j(A) (\Phi(z_0 - z) - \Phi(z_0 + h - z)) \quad (2.18)$$

здесь Φ — функция Хевисайда, h — толщина полимерной пленки с УНТ, z_0 — расположение края тонкой пленки со стороны бегущего импульса, j — плотность электрического тока. Плотность тока опять же состоит из двух компонент j_{CNT} , j_{POL} , как в предыдущем пункте.

Учтем, что поле направлено вдоль оси y , тогда векторный потенциал имеет вид: $\mathbf{A}=(0, A(x^2+y^2, z, t), 0)$. Тогда уравнение для y -компоненты векторного потенциала с учетом перехода в цилиндрическую систему координат:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial A}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} + \Gamma \frac{\partial A}{\partial t} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - F_p \left(\frac{\partial A}{\partial t} \right)^{2n_p-1} + \frac{4\pi e}{c} \left(n_0 \gamma_0 a \sum_{r=1}^{\infty} b_r \sin \left(r \frac{aeA}{c} \right) + t_0 a_{POL} \chi \sin \left(\frac{a_{POL} eA}{c} \right) \right) (\Phi(z_0 - z) - \Phi(z_0 + h - z)) = 0$$

Уравнение (2.18) было решено численно с начальными условиями в форме (2.11). Эволюция импульса показана на рисунке 2.5.

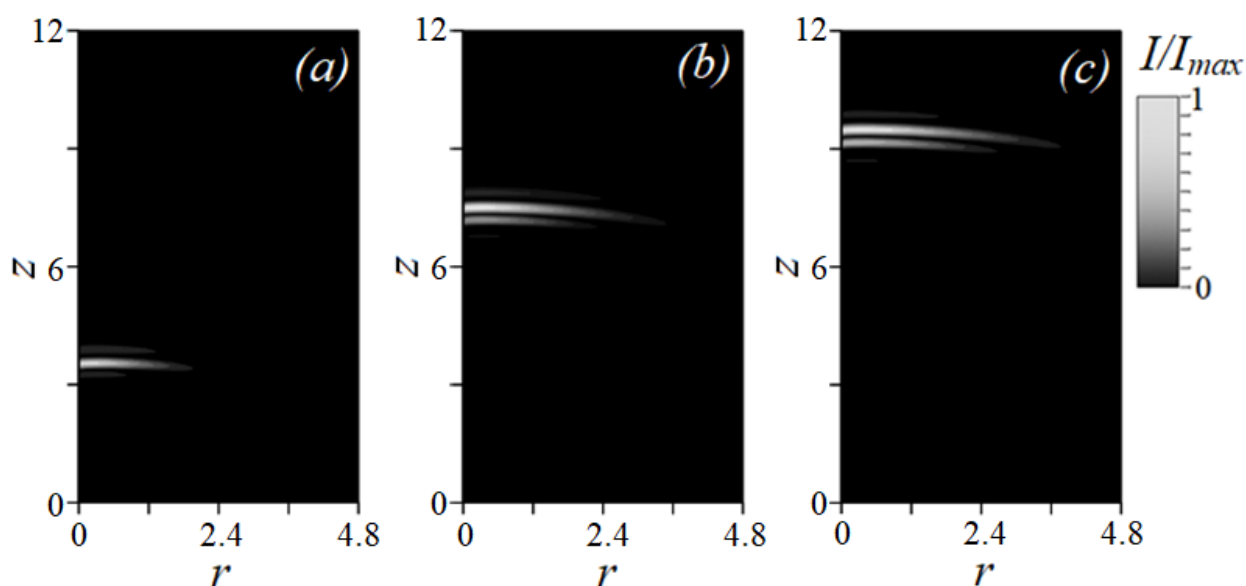


Рисунок 2.5 – Эволюция импульса при его прохождении через тонкую полимерную пленку, модифицированную углеродными нанотрубками (УНТ), в последовательные моменты времени: а) $t=7$; б) $t=11$; в) $t=13$. Пленка локализована в интервале $0 \leq z \leq 3$. Единица по времени равна $3 \cdot 10^{-14}$ с, по координатам r, z – 4 мкм. Величина I_{max} обозначает текущий максимум интенсивности в каждый момент времени [17]

Отметим, что при рассеянии на тонкой полимерной пленке с углеродными нанотрубками импульс разделяется на несколько пиков разной амплитуды, сохраняя при этом область своей локализации.

Интенсивность импульса для разной толщины пленки h и различной начальной скорости показана на рисунке 2.6. Согласно приведенным зависимостям, можно сделать вывод, что на форму предельно короткого оптического импульса большое влияние оказывают как скорость импульса, так и толщина композитной пленки. Заметим, что чем больше начальная скорость импульса, тем больше формируется локальных максимумов.

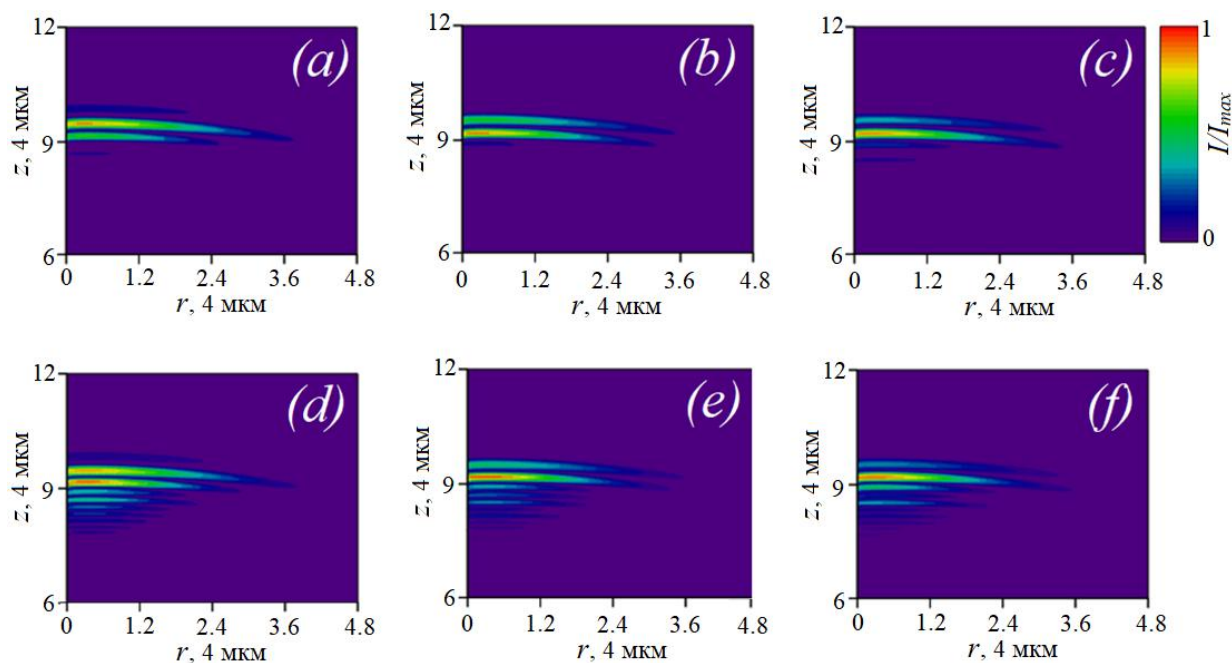


Рисунок 2.6 – Интенсивность импульса после прохождения тонкой полимерной пленки с УНТ при $t=3.9 \cdot 10^{-13}$ с для различной толщины пленки: (a, d) 3; (b, e) 4.8; (c, f) 6. Пленка начинается в позиции $z=0$. Рисунки (a-c) $u=0.9$; (d-f) $u=0.95$ (в единицах скорости света). I_{max} — максимум интенсивности для каждого ряда рисунков (для каждого значения скорости). Пленка начинается в позиции $z=0$ [17]

Из рисунка 2.6 видно, что для начальной скорости импульса $u=0.95c$ имеется большее количество дополнительных пиков по сравнению со случаем $u=0.9c$. Чем ниже скорость, тем дольше импульс взаимодействует с полимерной пленкой и тем более локализован. При длительном воздействии нелинейности среды достигается равновесие между дисперсионными и нелинейными эффектами. Как следствие, энергия импульса локализуется и стабилизируется в меньшем объеме. Ключевым параметром, регулирующим интенсивность сигнала, выступает толщина пленки.

Зависимость параметров импульса от концентрации полимера показана на рисунке 2.7.

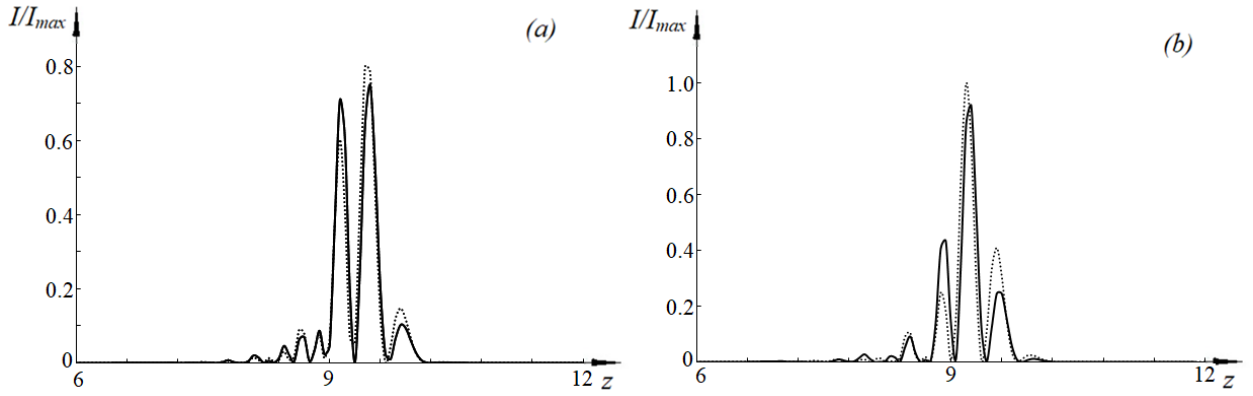


Рисунок 2.7 – Интенсивность импульса после прохождения тонкой полимерной пленки с УНТ при $t=13$ для различной толщины пленки (срезы при $r=0$, $u=0.9$): а) $h=3$; б) $h=6$. Пленка начинается с позиции $z=0$. Сплошная кривая соответствует $\chi_0=0.1$; пунктирная кривая – $\chi_0=0.8$. Единица по времени равна $t=3 \cdot 10^{-14}$ с, по оси z – 4 мкм. I_{max} – максимум интенсивности для всех рисунков

Концентрация полимера в тонкой пленке не влияет на пространственную локализацию импульса, но проявляется в изменении его формы и амплитуды.

2.4 Влияние накачки внешним полем и релаксации на динамику предельно коротких оптических импульсов в УНТ при учете многофотонного поглощения

Помимо накачки внешним полем учтем релаксацию электронной подсистемы, тогда уравнение (2.3) переписется в виде:

$$\square A + \frac{4\pi}{c} j(A) \cdot f(t) + \Gamma \frac{\partial A}{\partial t} - F_p \left(\frac{\partial A}{\partial t} \right)^{2n_p-1} = 0, \quad (2.20)$$

$$f(t) = \begin{cases} 0, & t < t_g(z) \\ \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), & t \geq t_g(z) \end{cases}, \quad (2.21)$$

$t_g(z) \cong (z - z_0)/v$ – время, в которое интенсивность импульса в точке с координатой z меньше максимальной интенсивности в e раз; z_0 – координата

«центра масс» импульса при $t=0$, $v = c/k_0$ – скорость импульса, k_0 – среднее значение относительной диэлектрической проницаемости среды, τ – время релаксации электронной подсистемы УНТ [31].

Плотность тока в системе УНТ определяется формулой (2.9). Эффективное уравнение (2.20) после обезразмеривания решается численно с начальными условиями в гауссовой форме.

При двухфотонном поглощении эволюция предельно короткого оптического импульса изображена на рисунке 2.8.

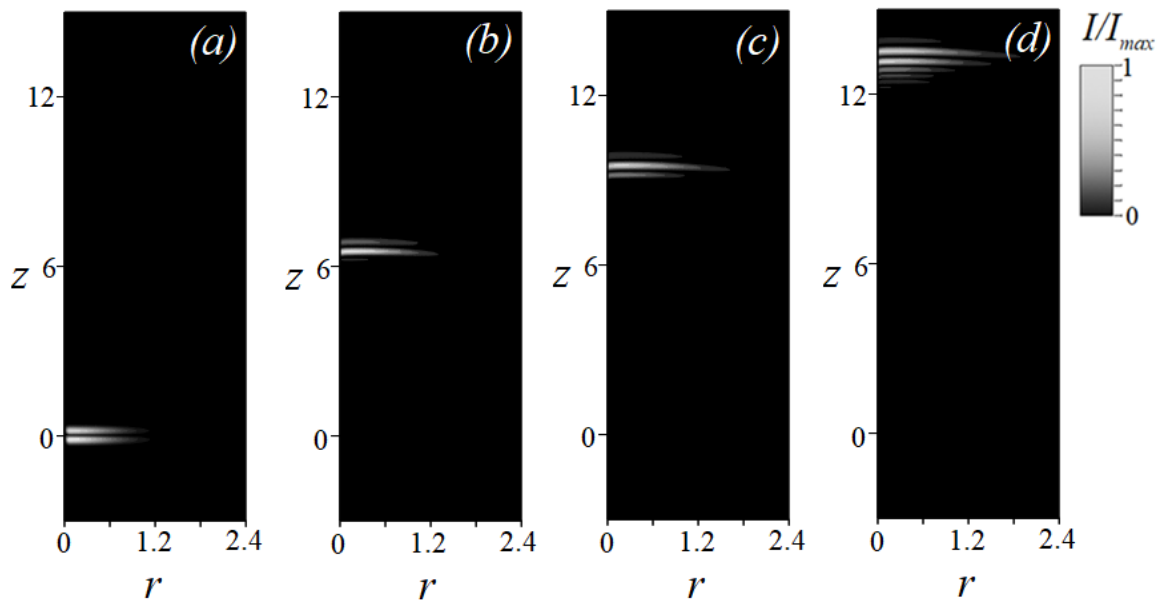


Рисунок 2.8 – Интенсивность электрического поля в зависимости от координат при коэффициенте усиления равном 0.5: (a) $t=0$; (b) $t=7 \cdot 10^{-14}$ с; (c) $t=10^{-14}$ с; (d) $t=1.4 \cdot 10^{-13}$ с. Единица по координатным осям соответствует 4 мкм. I_{max} – максимум интенсивности для каждого момента времени

Обнаружено, что уширение импульса в поперечном направлении незначительно. При этом, как отмечалось ранее, исходный импульс расщепляется на несколько компонент, различающихся по амплитуде [14]. Основная причина такого поведения кроется в несоответствии начальной формы импульса собственному режиму нелинейной среды, то есть происходит нелинейная перестройка импульса, стремящегося принять форму, в которой дисперсия и нелинейность компенсируют друг друга.

На рисунке 2.9 показано влияние числа поглощенных фотонов.

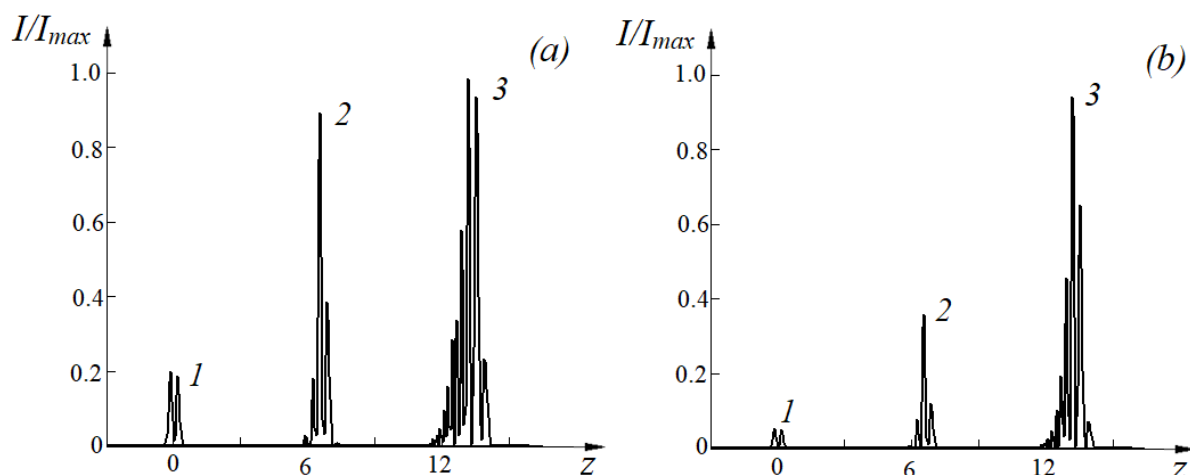


Рисунок 2.9 – Продольные срезы интенсивности от координаты z для разного числа фотонов ($Q_{\Gamma}=0.5$): (a) $n_p=2$; (b) $n_p=3$: кривая 1 – $t=0$; кривая 2 – $t=7 \cdot 10^{-14}$ с; кривая 3 – $t=1.4 \cdot 10^{-13}$ с. I_{max} – максимум интенсивности для трех моментов времени [14]

Исходя из результатов, представленных на рисунке 2.9, можем сделать вывод, что при двухфотонном поглощении интенсивность поля быстрее возрастает до максимума, чем при трехфотонном. При этом в продольном направлении дисперсия получается больше (рисунок 2.9a), чем для рисунка 2.9b. Более быстрый рост интенсивности при $n_p=2$ обусловлен более низким порогом (двухфотонное поглощение начинает заметно влиять на динамику импульса при существенно меньших интенсивностях света, чем трёхфотонное) и линейной зависимостью коэффициента поглощения от интенсивности, что позволяет импульсу эффективнее получать энергию от усиления. Большая продольная дисперсия является следствием более крутого фронта и более сильной нелинейной рефракции. Трёхфотонное поглощение менее эффективно на начальной стадии, поэтому импульс набирает амплитуду медленнее, а дисперсионные эффекты в нем слабее.

Рисунок 2.10 демонстрирует, как ширина импульса (расстояния, где интенсивность импульса уменьшается в два раза) зависит от коэффициента усиления.

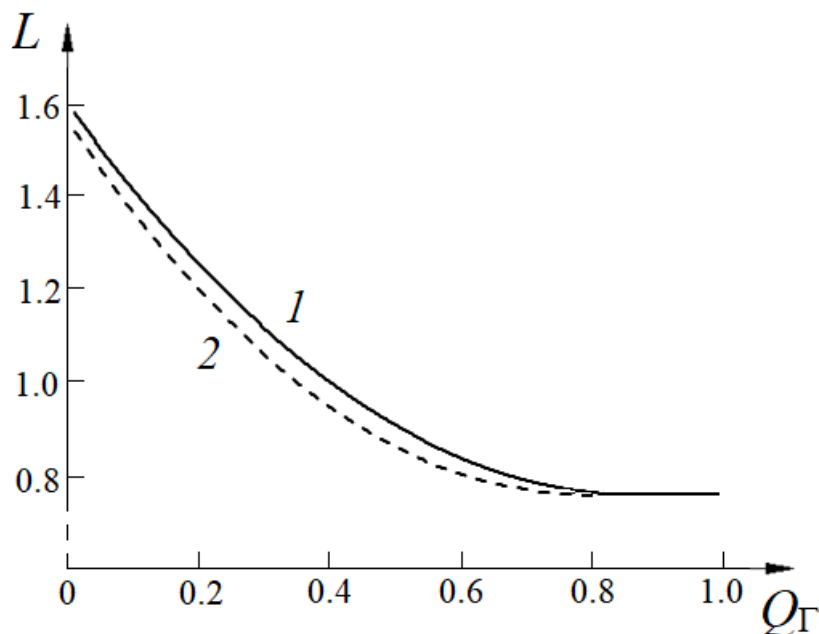


Рисунок 2.10 – Ширина импульса в зависимости от коэффициента усиления Q_{Γ} : сплошная линия 1 – $n_p=2$; пунктирная линия 2 – $n_p=3$ [14]

Рисунок 2.10 показывает, что поле накачки позволяет контролировать ширину импульса, причем количество поглощенных фотонов незначительно влияет на ширину L . При $Q_{\Gamma}=0.8$ ширина импульса принимает минимальное значение и остается постоянной по мере дальнейшего увеличения Q_{Γ} . В этом режиме ($Q_{\Gamma}>0.8$) поперечная дисперсия мала, однако продольная дисперсия возрастает. Фурье-спектры, приведенные на рисунке 2.11 указывают на генерацию высших гармоник. По горизонтальной оси отложена обезразмеренная частота ω , которая относится к угловой частоте электронной подсистемы нанотрубок в зоне проводимости (так называемой «плазменной частоте» ω_0). Стоит отметить, что зависимость от числа фотонов крайне слабая и фиксируется только при малых значениях амплитуды поля накачки [14]. При малых амплитудах поля накачки баланс между усилением и поглощением особенно чувствителен даже к небольшим изменениям нелинейности. По мере роста амплитуды и выхода обоих процессов на насыщение, их вклады выравниваются, что и приводит к наблюдаемой слабой зависимости.

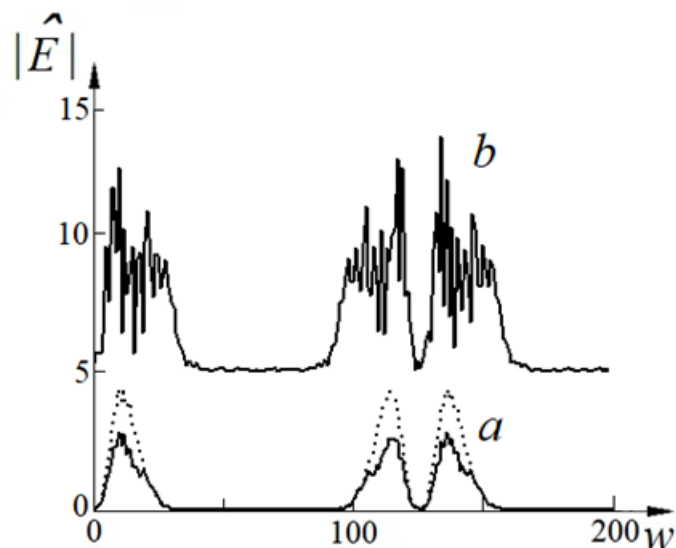


Рисунок 2.11 – Модули Фурье-спектров: *a)* $Q_{\Gamma}=0.5$; *b)* $Q_{\Gamma}=1$. Сплошная линия соответствует $n_p=2$, точечная линия – $n_p=3$. Единица по E соответствует 10^7 В/м. Для наглядности кривые *b* смещены на 5 единиц [14]

2.5 Выводы к главе II

1. Разработана модель, учитывающая многофотонное поглощение, для описания взаимодействия электромагнитных импульсов со средой, содержащей УНТ полупроводникового типа, в том числе и в полимерном композите с УНТ.
2. Установлено, что коэффициент усиления поля накачки оказывает определяющее влияние на ширину и интенсивность предельно короткого оптического импульса, а также на установление режима генерации высших гармоник в среде с углеродными нанотрубками при учете многофотонного поглощения.
5. Показано, что управление интенсивностью поля импульса достигается за счет регулировки концентрации полимерной составляющей композита.
6. Построена модель прохождения предельно короткого оптического импульса через тонкую полимерную пленку с углеродными нанотрубками.

7. Толщина полимерной пленки с УНТ позволяет управлять формой и интенсивностью импульса.
8. Областью локализации предельно короткого оптического импульса при прохождении через полимерную пленку можно управлять, используя начальную скорость импульса.

ГЛАВА III. МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СЛУЧАЙНЫХ ПАРАМЕТРОВ СРЕДЫ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ

В данной главе речь пойдет о влиянии случайных факторов среды на динамику распространения электромагнитных импульсов. Под случайными величинами здесь мы понимаем параметры системы, вероятностные свойства которых подчиняются некоторому распределению. Будем рассматривать воздействие случайных параметров примесей, содержащихся в углеродных нанотрубках, а также дефектов, которые могут порождать случайное напряжение в УНТ.

Основные результаты, изложенные в главе, опубликованы в работах [13, 18, 22].

3.1 Пределно короткие оптические импульсы в углеродных нанотрубках со случайными примесями при учете многофотонного поглощения

Хорошо известно, что при получении УНТ в них часто встречаются различного рода примеси. При этом очищение от них имеет важное прикладное значение, так как наличие примеси может приводить к изменению свойств углеродных нанотрубок. С другой стороны, удаление примеси представляет собой достаточно сложный процесс [158, 159], сопряженный с различными трудностями. Стоит отметить, что не всегда присутствие примеси приводит к существенным изменениям изучаемого явления или процесса. Степень этого влияния мы и исследуем в данном параграфе. При этом будут учтены случайные параметры примеси (уровень энергии, энергия гибридизации электронов) [128]. Случайный характер можно объяснить следующими факторами: различное окружение примеси,

положение относительно ячейки УНТ (по центру гексагона, над узлом или на углеродной связи), наличием дополнительных примесей или адатомов.

Решение поставленной задачи является важным, поскольку УНТ часто используются для создания оптоэлектронных устройств [160 161, 135], в числе которых — волноводы [162] и лазеры электромагнитного излучения малой длительности [163].

Рассмотрим электромагнитный 3D-импульс, движущийся сквозь диэлектрик с примесными углеродными нанотрубками. Причем распределение примесей носит случайных характер. Записывая гамильтониан в УНТ с многоуровневой примесью в матричной форме, используя подход блочных матриц и длинноволновое приближение [164], получаем спектр углеродных нанотрубок с четырехуровневой примесью, который можно записать в следующем виде [165]:

$$\varepsilon_{imp}(p, s) = 0.5 \left(2B + \sqrt{-4 \left(D \cdot (f + f^*) - \varepsilon_s(p)^2 - D^2 \right)} \right), \quad (3.1)$$

где $\varepsilon_s(p) = |f|$ – спектр «чистых» зигзагообразных УНТ, p – квазиимпульс электрона, параметр B определяет процессы, обусловленные переходами электрона между уровнями примеси и подрешеткой УНТ:

$$B = - \sum_{j=1}^4 \frac{|\alpha_j|^2}{W_j}, \quad (3.2)$$

W_j – энергия электрона на j -м уровне примеси, α_j – интеграл перескока между j -м примесным уровнем и узлом подрешетки УНТ, деленный на концентрацию примесей. Предполагается, что переходы между подрешетками нанотрубки эквивалентны примесным уровням. Параметром D характеризуются процессы, обусловленные переходами электрона между подрешетками УНТ [13]:

$$D = - \sum_{j=1}^4 \frac{\alpha_{1,j} \alpha_{2,j}^*}{W_j} \quad (3.3)$$

Суммирование в формулах (3.2) и (3.3) идет до 4, то есть мы учитывали только четыре уровня примеси. Правомерность такого приближения продемонстрировали предыдущие результаты, свидетельствующие о том, что влияние следующего уровня уменьшается с ростом его номера [165].

Из-за того, что электрическое поле сонаправлено с осями УНТ, ненулевой остается только z -компонента поля. Плотность тока при этом имеет вид: $\mathbf{j} = (0, 0, j(x, y, z, t))$. Далее запишем уравнение на векторный потенциал с использованием цилиндрической системы координат и учтем калибровку Кулона:

$$\square A + \frac{4\pi}{c} j(A) \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + \Gamma \frac{\partial A}{\partial t} - F_p \left(\frac{\partial A}{\partial t}\right)^{2n_p-1} = 0, \quad (3.4)$$

\square – оператор Даламбера, Γ определяет накачку, которая выбрана в виде супергауссовой функции шестого порядка, и ее амплитуда уменьшается в направлении, перпендикулярном оси распространения предельно коротких импульсов, τ – время релаксации электронной подсистемы УНТ.

Далее принимая во внимание угловую симметрию ($\partial/\partial\varphi \rightarrow 0$), вызванную малым кумулятивным зарядом из-за неравномерности поля [151], эффективное уравнение можно записать в виде:

$$\square A + \frac{4\pi en_0 \gamma_0 a}{c} \sum_{r=1}^{\infty} b_r \sin\left(r \frac{eaA}{c}\right) \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + \Gamma \frac{\partial A}{\partial t} - F_p \left(\frac{\partial A}{\partial t}\right)^{2n_p-1} = 0 \quad (3.5)$$

b_r вычисляется по формуле (2.8), а коэффициенты A_{rs} могут быть посчитаны следующим образом:

$$A_{rs} = \frac{a}{\pi} \int_{-\pi/a}^{\pi/a} \int_0^{\gamma_0/2} \frac{\cos(arp)}{\sqrt{2\pi\Delta}} \exp\left(-\frac{(D-D_0)^2}{2\Delta^2}\right) \varepsilon_{imp}(p, s, D) dD \cdot dp, \quad (3.6)$$

D_0 – медиана, Δ – дисперсия этого распределения.

Отметим, что по сравнению с формулой (3.1) здесь в спектре появился аргумент D , так как по этому параметру также идет интегрирование. Сумму в (3.5) считаем по первым десяти слагаемым в силу уменьшения коэффициентов b_q [166].

После приведения уравнения (3.5) к безразмерной форме, его можно решить численно, учитывая начальные условия для векторного потенциала в виде функции Гаусса (3.7a) и Бесселя (3.7b):

$$A = Q \cdot \exp\left(-\frac{(z - z_0)^2}{l_z^2}\right) \exp\left(-\frac{r^2}{l_r^2}\right), \quad (3.7a)$$

$$\frac{dA}{dt} = \frac{2v_0(z - z_0)Q}{l_z^2} \cdot \exp\left(-\frac{(z - z_0)^2}{l_z^2}\right) \exp\left(-\frac{r^2}{l_r^2}\right),$$

$$A = Q \cdot \exp\left(-\frac{(z - z_0)^2}{l_z^2}\right) \exp\left(-\frac{r}{\gamma}\right), \quad (3.7b)$$

$$\frac{dA}{dt} = \frac{2v_0(z - z_0)Q}{l_z^2} \cdot J_0\left(\frac{r}{l_r}\right) \cdot \exp\left(-\frac{(z - z_0)^2}{l_z^2}\right) \exp\left(-\frac{r}{\gamma}\right)$$

где Q – начальная амплитуда, l_z , l_r – полуширина импульса вдоль продольного и поперечного направлений, v_0 – скорость импульса вдоль OZ при $t=0$, z_0 – начальное положение импульса, γ – параметр обрезания для функции Бесселя.

Рассмотрим процесс двухфотонного поглощения. На рисунке 3.1 показана эволюция напряженности поля при распространении предельно коротких импульсов с профилем Бесселя в рассматриваемой среде с примесными углеродными нанотрубками со случайными параметрами.

На рисунке 3.1 показано локализованное распространение импульса, которому способствует баланс накачки и демпфирования. На рисунке 3.2 показано сравнение с учетом поглощения двух и трех фотонов.

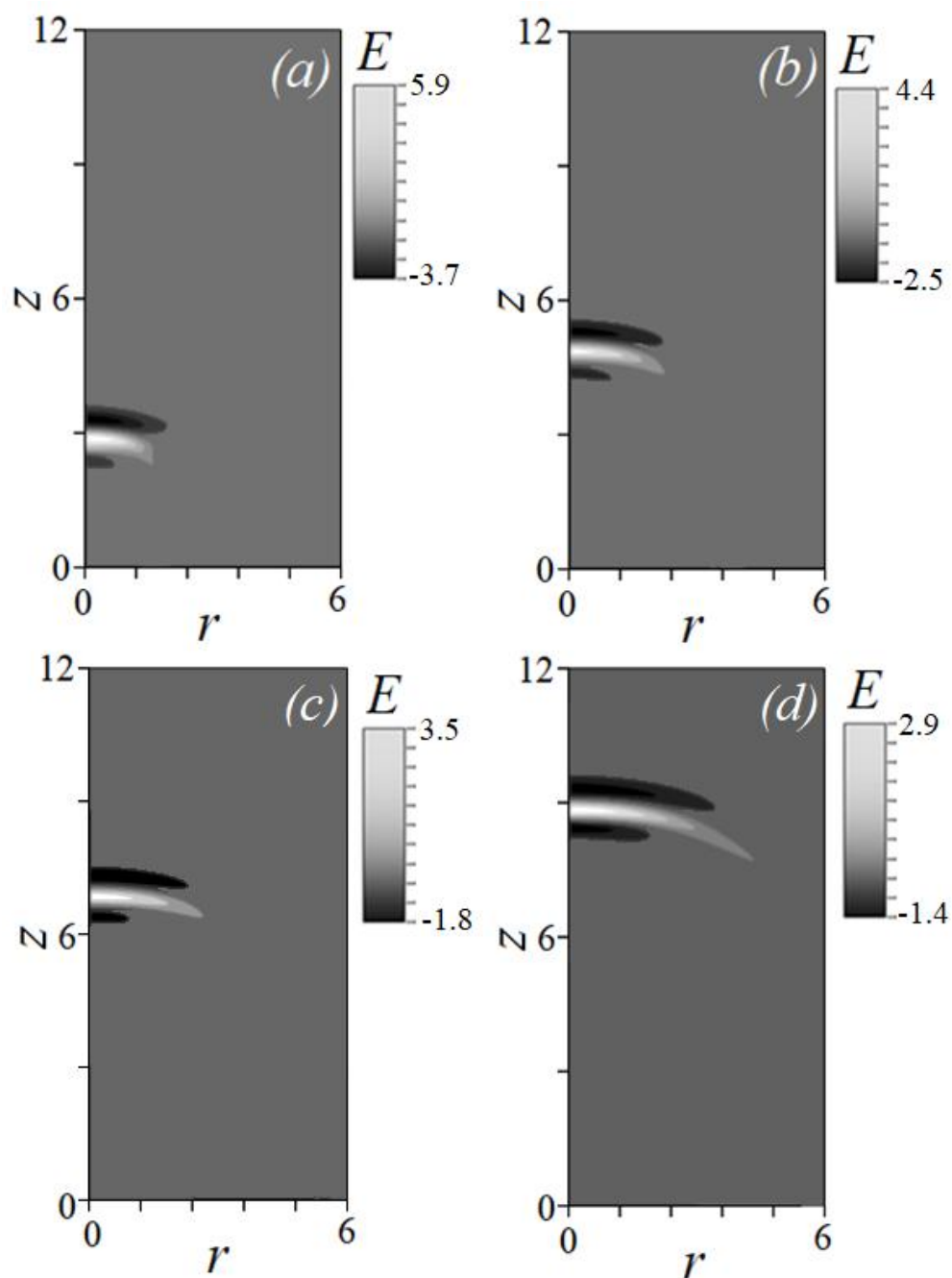


Рисунок 3.1 – Напряженность электрического поля в зависимости от координат ($D=-B=0.1\gamma_0$): (a) $t=2\cdot 10^{-14}$ с; (b) $t=4\cdot 10^{-14}$ с; (c) $t=6\cdot 10^{-14}$ с; (d) $t=8\cdot 10^{-14}$ с. Единица по оси E – 10^7 В/м, по координатным осям – 4 мкм [13]

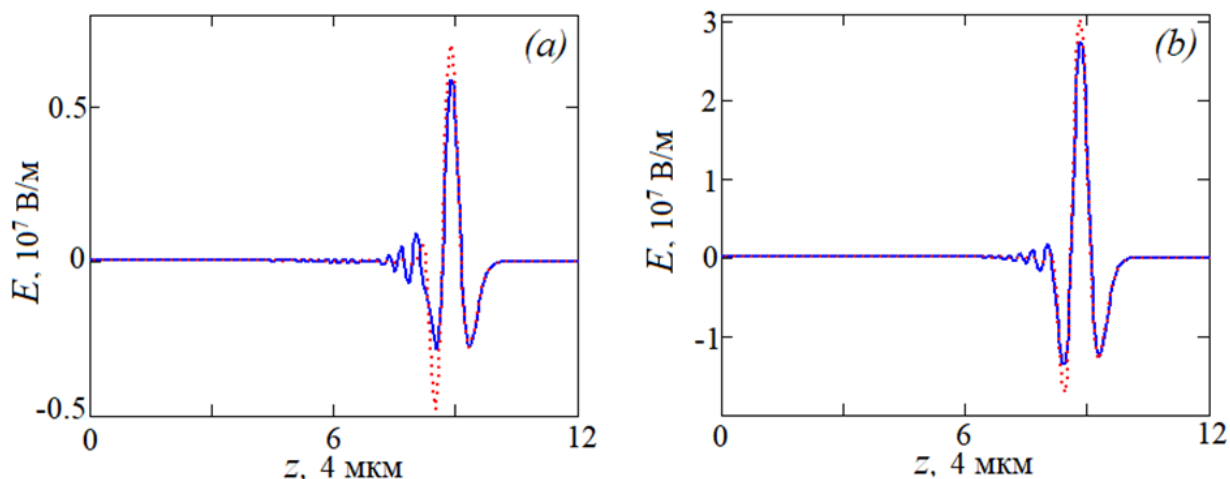


Рисунок 3.2 – Продольные срезы поля E от координаты z для разного числа фотонов ($t=8 \cdot 10^{-14}$ с, $r=0$): (a) начальные условия Гаусса; (b) начальные условия Бесселя. Сплошная кривая соответствует $n_p=2$, точечная – $n_p=3$. Единица по оси E – 10^7 В/м [13]

Как видно из рисунка 3.2, параметр n_p оказывает влияние на амплитуду импульса. А именно, при трехфотонном поглощении наблюдается большая напряженность поля. Данная динамика обусловлена сочетанием нелинейного поглощения и интерференционных эффектов, причем эти механизмы проявляют себя по-разному в режимах двух- и трехфотонного поглощения. Поскольку трехфотонное поглощение является более слабым процессом по сравнению с двухфотонным, оно вызывает меньшее затухание амплитуды импульса [13]. Проведенные расчеты позволяют сделать вывод о возможности использования даже примесных УНТ для стабильного распространения предельно коротких импульсов.

Также на рисунке 3.3 представлена плотность электрического тока, рассчитанная по формуле (2.9) с учетом (3.6), в случае двух и трехфотонного поглощения для разных начальных условий импульса (Гаусса, Бесселя).



Рисунок 3.3 – Зависимость плотности электрического тока от координат ($t=8 \cdot 10^{-14}$ с): (a, c) $n_p=2$; (b, d) $n_p=3$. (a, b) начальные условия Бесселя; (c, d) начальные условия Гаусса. Единице по координатным осям соответствует 4 мкм

Видно, что под действием импульса с поперечным сечением в виде Гаусса плотность электрического тока стремится к приобретению кольцевой формы. Это связано с сильной дисперсией, а также рассеянием на неоднородностях, обусловленных наличием примесей. Что касается импульса с поперечным сечением Бесселя, то он устойчив к поперечному расплыванию поскольку способен самовосстанавливаться после локальных неоднородностей. Поэтому максимум плотности тока в случае начальных условий (3.7b) будет находиться в ограниченной области пространства. Отметим, что количество поглощенных фотонов оказывает слабое влияние на величину максимума плотности тока, разница не превосходит 1%. Это можно объяснить насыщением носителей до одного и того же значения, усреднением по случайным параметрам примеси, а также широким спектром импульса. Таким образом, при сильном поле и среде со случайными параметрами, детали многофотонных процессов теряют значение, а отклик определяется только интегральными свойствами системы.

Сравнение случаев со случайной примесью в УНТ и без нее показало отсутствие чувствительности плотности тока, индуцируемого импульсом, к наличию примеси, что в первую очередь объясняется малой длительностью импульса, которая не превышает характерных времен рассеяния электронов

на примесях. В этом случае электронный транспорт остается баллистическим. Также благодаря широкому спектру ПКИ, перекрывающему множество уровней примеси со случайными параметрами, возбуждение электрона происходит когерентно одновременно через множество каналов, интерференция которых приводит к усреднению вкладов в плотность тока.

3.2 Предельно короткие оптические импульсы в углеродных нанотрубках при учете многофотонного поглощения в присутствии случайного напряжения

В данном разделе мы исследуем динамику предельно коротких импульсов в среде с УНТ, которые испытывают случайное напряжение. При этом учтены также многофотонное поглощение и усиление за счет поля накачки.

Учитывая угловую симметрию ($\partial/\partial\varphi \rightarrow 0$), вызванную малым накопленным зарядом из-за неравномерности поля [151], эффективное уравнение можно записать в виде:

$$\square A + \frac{4\pi en_0 \gamma_0 a}{c} \sum_{r=1}^{\infty} b_r \sin\left(r \frac{aeA}{c}\right) \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + \Gamma \frac{\partial A}{\partial t} - F_p \left(\frac{\partial A}{\partial t}\right)^{2n_p-1} = 0 \quad (3.8)$$

коэффициенты b_r вычисляются по формуле:

$$b_r = -r \sum_{s=1}^m \frac{A_{rs}}{\gamma_0} \int_{-\pi/a}^{\pi/a} dp \cdot \cos(arp) F(p, s) \int_{-U_0}^{U_0} \frac{\cos(ry)}{\sqrt{2\pi\Delta}} \exp\left(-\frac{(y-U_0)^2}{2\Delta^2}\right) dy, \quad (3.9)$$

коэффициенты разложения закона дисперсии в ряд Фурье A_{rs} вычисляются по формуле (2.7). Второй интеграл учитывает случайное напряжение, подчиняющееся нормальному распределению, U_0 – медиана, Δ – дисперсия данного распределения.

Эволюция интенсивности предельно коротких импульсов при распространении в диэлектрике с УНТ показана на рисунке 3.4.

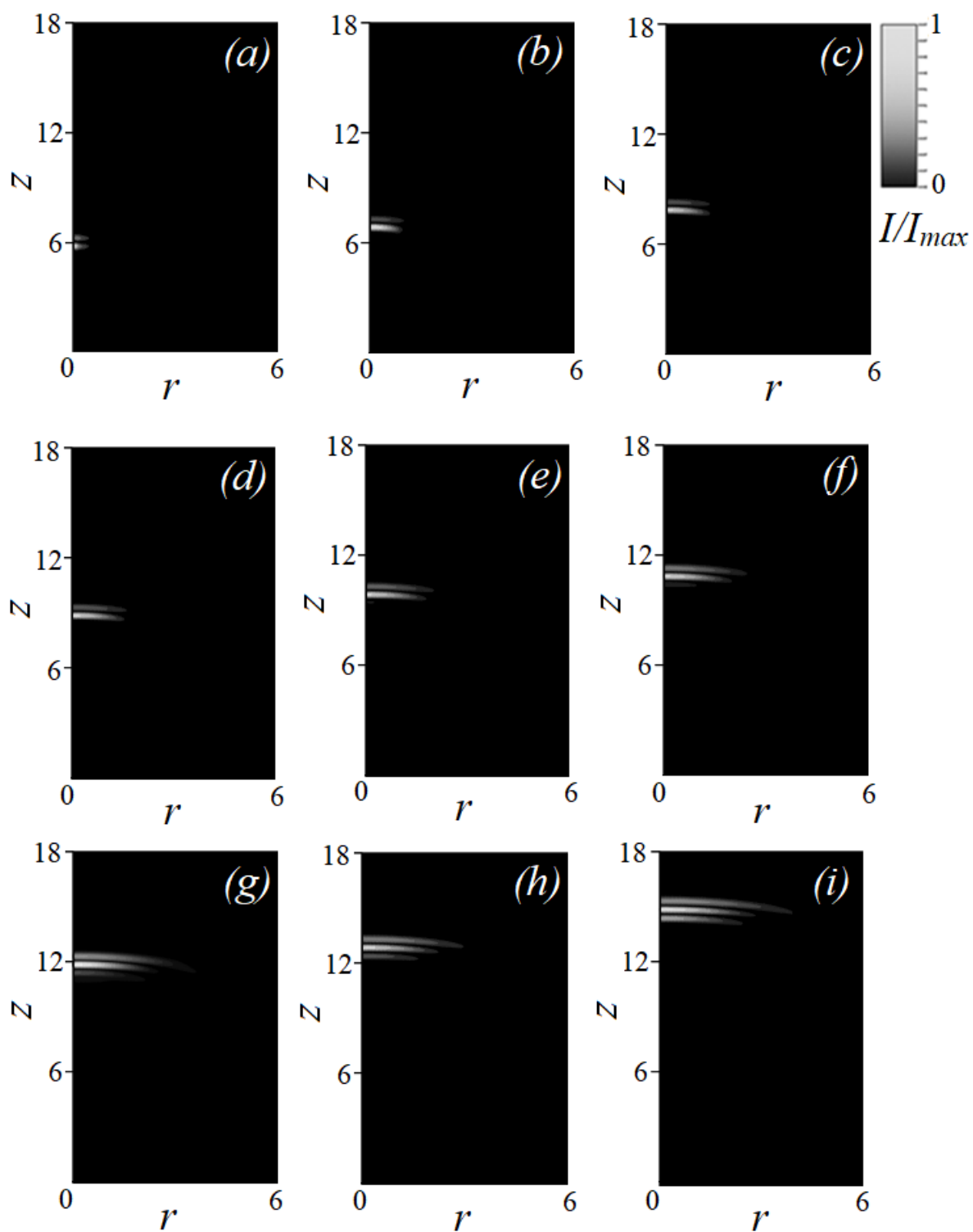


Рисунок 3.4 – Интенсивность электрического поля в зависимости от координат ($Q_r = 0.5$): (a) $t=0$; (b) $t=1 \cdot 10^{-14}$ с; (c) $t=2 \cdot 10^{-14}$ с; (d) $t=3 \cdot 10^{-14}$ с; (e) $t=4 \cdot 10^{-14}$ с; (f) $t=5 \cdot 10^{-14}$ с; (g) $t=6 \cdot 10^{-14}$ с; (h) $t=7 \cdot 10^{-14}$ с; (i) $t=9 \cdot 10^{-14}$ с. I_{max} – максимальная интенсивность. Единице по координатным осям соответствует 4 мкм

Из рисунка 3.4 видно, что импульс, как и ранее испытывает уширение, при этом распространяется достаточно локализованно с разделением основного пика на несколько различных по величине импульсов.

Влияние числа поглощаемых фотонов на форму и интенсивность предельно короткого импульса приведено на рисунках 3.5 и 3.6.

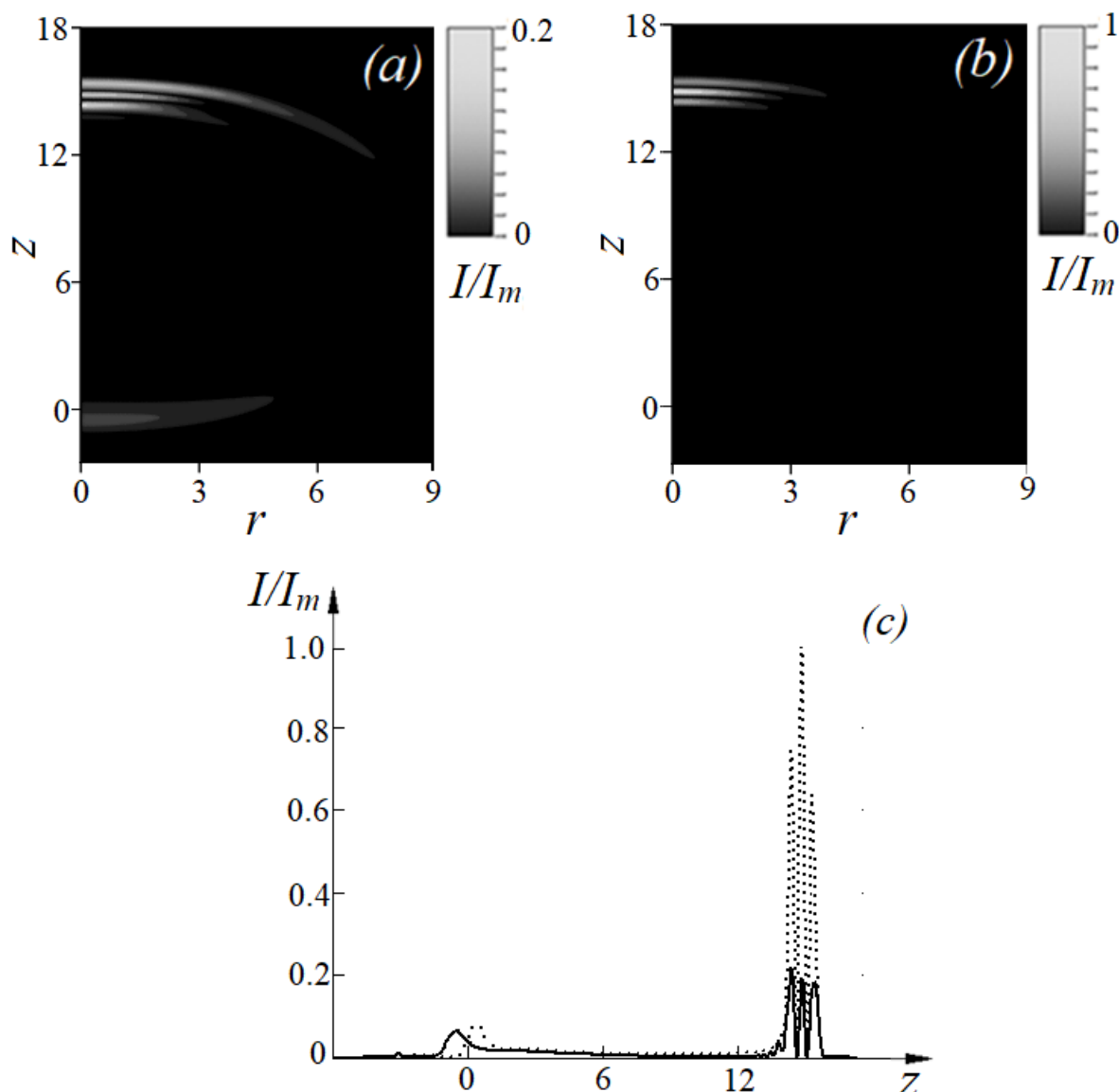


Рисунок 3.5 – Продольные срезы интенсивности от координаты z для разного числа фотонов ($Q_T = 0.5$, $t=9 \cdot 10^{-14}$ с): (a) $n_p=2$; (b) $n_p=3$; (c) срезы при $r=0$. Сплошная кривая на рисунке (c) соответствует рисунку (a), точечная – рисунку (b). I_m – интенсивность при $n_p=3$. Единице по координатным осям соответствует 4 мкм

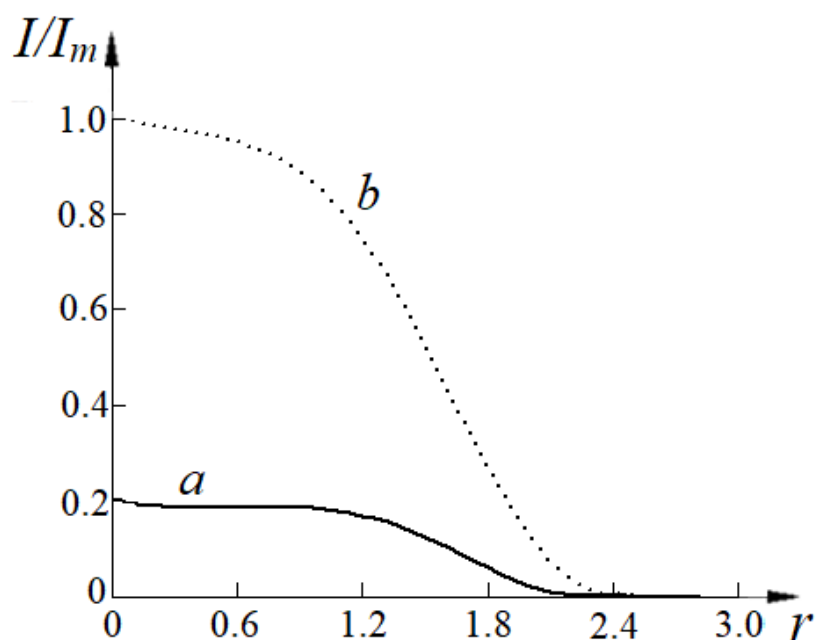


Рисунок 3.6 – Поперечные срезы интенсивности от координаты r , проведенные по максимуму интенсивности для разного числа фотонов ($Q_T = 0.5$, $t = 9 \cdot 10^{-14}$ с): (a) $n_p = 2$; (b) $n_p = 3$. За единицу по оси I принята интенсивность I_m при $n_p = 3$. Единица по координате r соответствует 4 мкм

Согласно рисункам 3.5 и 3.6 можно заключить, что количество поглощенных фотонов определяет не только форму импульса, но и максимум его интенсивности. Отметим также появление «хвоста» за основным импульсом (рисунок 3.5c). Также, исходя из двумерной картины (рисунок 3.5a, 3.5b), видно, что в случае 2ФП импульс испытывает не только большее дифракционное расплывание, но и искривление фронта импульса. Разница в 5 раз по интенсивности и форме импульсы обусловлены более высокими потерями и сильной нелинейной рефракцией при $n_p = 2$ по сравнению с $n_p = 3$. Случайное напряжение создает мелкомасштабные неоднородности показателя преломления. При двухфотонном поглощении, где нелинейная добавка велика, эти неоднородности эффективно модулируют волновой фронт, усиливая рассеяние и искривление. При 3ФП нелинейная добавка мала, поэтому линейная дифракция значительно слабее.

Изменение ширины импульса с течением времени показано на рисунке 3.7.

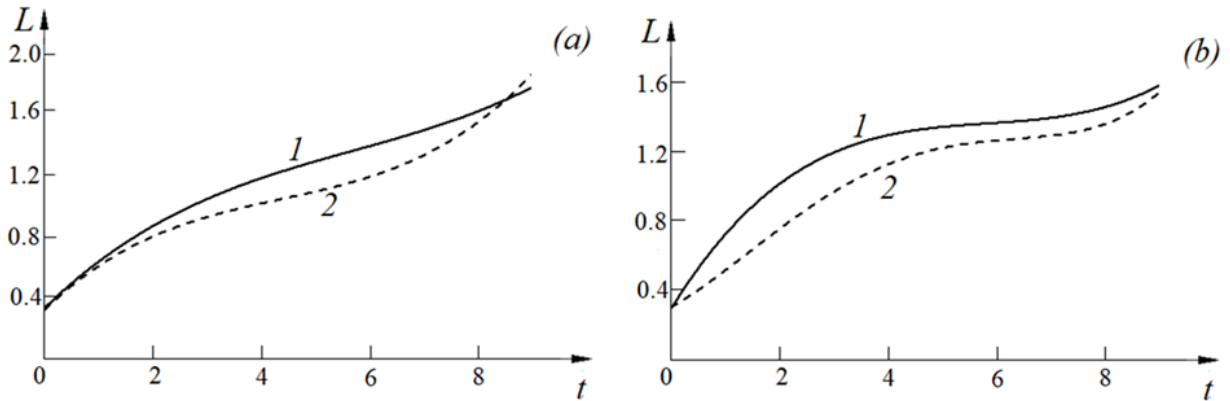


Рисунок 3.7 – Ширина импульса в зависимости от времени для разных значений величины n_p : кривая 1 соответствует $n_p=2$; кривая 2 – $n_p=3$. (a) $Q_\Gamma=0.1$; (b) $Q_\Gamma=0.5$

Зависимости на рисунке 3.7 показывают, что амплитуда импульса накачки позволяет регулировать поперечную ширину электромагнитного импульса, распространяющегося в среде с УНТ. Причем число поглощаемых фотонов также позволяет управлять этой шириной. Обратим внимание, что с течением времени в обоих случаях (рисунок 3.7a и 3.7b) ширина импульса L для разного числа фотонов выравнивается. Такое поведение объясняется установлением баланса между усилением, нелинейным поглощением и дифракцией в среде с УНТ.

3.3 Выводы к главе III

1. Разработана модель, которая описывает прохождение электромагнитных импульсов через нелинейную среду с УНТ, которые содержат случайно распределенные примеси, при учете параметров многофотонного поглощения и облучения внешним полем накачки.
2. Выявлено, что наличие в нанотрубках примесей со случайно распределенными параметрами не оказывает заметного влияния на плотность

электрического тока в УНТ, индуцированного полем предельно короткого импульса. Это делает возможным локализованное распространение предельно коротких импульсов в среде с примесными углеродными нанотрубками.

3. Показано, что случайное напряжение создаёт малые неоднородности показателя преломления. При двухфотонном поглощении из-за сильной нелинейной добавки, зависящей от интенсивности, эти неоднородности превращаются в активные искажающие структуры, тогда как при трёхфотонном поглощении нелинейная добавка мала, и не приводит к существенному изменению импульса.

4. Измеряя искажения интенсивности и фронта импульса при двухфотонном поглощении, можно оценивать наличие и распределение механических напряжений в наноструктурах. Это может служить основой для неразрушающего контроля деформаций или дефектов в нанотрубках и композитах на их основе.

ГЛАВА IV. ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИЕ ИМПУЛЬСЫ В НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ НА ОСНОВЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК С УЧЕТОМ МНОГОФОТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

Данная глава посвящена изучению распространения электромагнитных импульсов в УНТ в условиях различной неоднородности. Под неоднородностью среды мы будем понимать ее оптическую анизотропию, единичные включения (металлическая проволока) в массив УНТ, на которых происходит рассеяние предельно короткого импульса, а также область с повышенной концентрацией электронов в УНТ.

Основные результаты, изложенные в главе, опубликованы в работах [15, 16, 19-21].

4.1. Предельно короткие импульсы в анизотропной среде с углеродными нанотрубками

Рассмотрим распространение импульса в оптически анизотропной среде, что влечет за собой учет эффекта двулучепреломления – разделение луча света на две составляющих в среде, возникающее вследствие различий в показателе преломления для ортогональных поляризаций, определяемых ориентацией волнового вектора относительно осей кристалла (рисунок 4.1). Отметим, что рисунок приводится для положительного кристалла, когда $n_e > n_o$ (или $V_e < V_o$), где n_o и V_o – показатель преломления и скорость обыкновенного луча, n_e и V_e – показатель преломления и скорость необыкновенного луча [167], причем $V_o = c/n_o$, $V_e = c/n_e$.

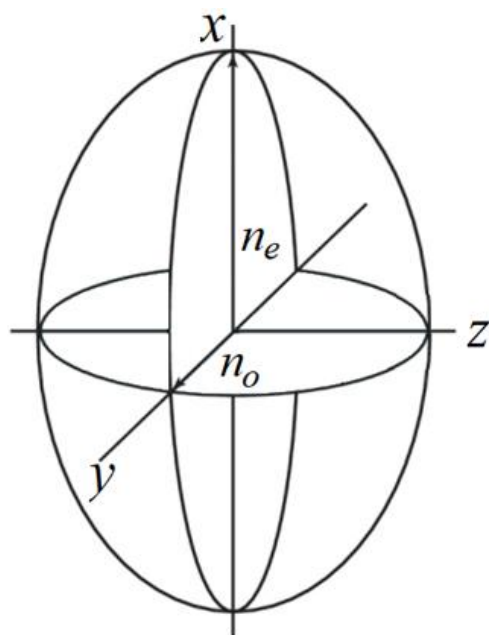


Рисунок 4.1 - Оптическая индикатриса

Большая оптическая анизотропия, наблюдаемая в широком спектральном диапазоне, имеет первостепенное значение для эффективного управления светом в различных устройствах. При этом важное значение имеет величина двулучепреломления, равная разнице n_e и n_o . Чем больше этот показатель, тем более миниатюрные и высокопроизводительные устройства можно создать.

В качестве анизотропной среды выберем диэлектрик (кристалл), в котором размещены нанотрубки. Одна из осей декартовой системы координат направлена параллельно оси кристалла. Ось УНТ образует угол α с осью Ox , вдоль которой направлено электрическое поле [167].

4.1.1 Предельно короткие импульсы в анизотропной среде с углеродными нанотрубками и многофотонное поглощение

Перейдя в цилиндрическую систему координат, с учетом калибровки Кулона, выведем волновое трехмерное уравнение на две ненулевые компоненты векторного потенциала:

$$\begin{aligned}
\Box A_1 + \frac{4\pi}{c} j_1(A_1, A_2) \cdot f(t) + \Gamma_1 \frac{\partial A_1}{\partial t} - F_p \left(\frac{\partial A_1}{\partial t} \right)^{2n_p-1} &= 0, \\
\Box A_2 + \frac{4\pi}{c} j_2(A_1, A_2) \cdot f(t) + \Gamma_2 \frac{\partial A_2}{\partial t} - F_p \left(\frac{\partial A_2}{\partial t} \right)^{2n_p-1} &= 0, \\
\Box A_1 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial A_1}{\partial t} \right) + \frac{\partial^2 A_1}{\partial z^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial \varphi^2} - \frac{1}{v_o^2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2}, & \quad (4.1) \\
\Box A_2 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial A_2}{\partial t} \right) + \frac{\partial^2 A_2}{\partial z^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial \varphi^2} - \frac{1}{v_e^2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2}, \\
v_o = \frac{c}{n_o}, v_e = \frac{c}{n_e}
\end{aligned}$$

здесь Γ_1, Γ_2 описывают накачку электрического поля в направлении x и y .

Усиливающее поле накачки выбиралось в виде супергаусса (2.2), что позволяет бороться с дифракционным уширением импульса. Применяем стандартное выражение для плотности тока вдоль оси УНТ.

Накопленный заряд не изменяет существенным образом распределение поля [151], что приводит к сохранению цилиндрической симметрии в данном распределении, и $\partial/\partial\varphi \rightarrow 0$. Тогда система (4.1) принимает вид:

$$\begin{cases}
\Box A_1 + \chi_1 \cdot \sum_{r=1}^{\infty} b_r \sin \left(\frac{aer(A_1 \cos\alpha + A_2 \sin\alpha)}{c} \right) \cdot f(t) + \Gamma_1 \frac{\partial A_1}{\partial t} - F_p \left(\frac{\partial A_1}{\partial t} \right)^{2n_p-1} = 0 \\
\Box A_2 + \chi_2 \cdot \sum_{r=1}^{\infty} b_r \sin \left(\frac{aer(A_1 \cos\alpha + A_2 \sin\alpha)}{c} \right) \cdot f(t) + \Gamma_2 \frac{\partial A_2}{\partial t} - F_p \left(\frac{\partial A_2}{\partial t} \right)^{2n_p-1} = 0
\end{cases}$$

$$\chi_1 = \frac{4\pi a e n_o \gamma_0 \cos\alpha}{c}, \chi_2 = \frac{4\pi a e n_o \gamma_0 \sin\alpha}{c}$$

(4.2)

Уравнения (4.2) после обезразмеривания решались численно с начальными условиями вида:

$$A_1(r^2, z, 0) = U \cdot \exp\left(-\frac{(z - z_0)^2}{l_z^2}\right) \exp\left(-\frac{r^2}{l_r^2}\right),$$

$$\frac{dA_1(r^2, z, 0)}{dt} = \frac{2\nu_0(z - z_0)U}{l_z^2} \cdot \exp\left(-\frac{(z - z_0)^2}{l_z^2}\right) \exp\left(-\frac{r^2}{l_r^2}\right), \quad (4.3)$$

$$A_2(r^2, z, 0) = 0, \quad \frac{dA_2(r^2, z, 0)}{dt} = 0,$$

$$r^2 = x^2 + y^2$$

U – начальная амплитуда, l_z , l_r – полуширина импульса в продольном и поперечном направлении.

На рисунке 4.2 показана эволюция электромагнитного поля в образце с учетом двухфотонного поглощения.

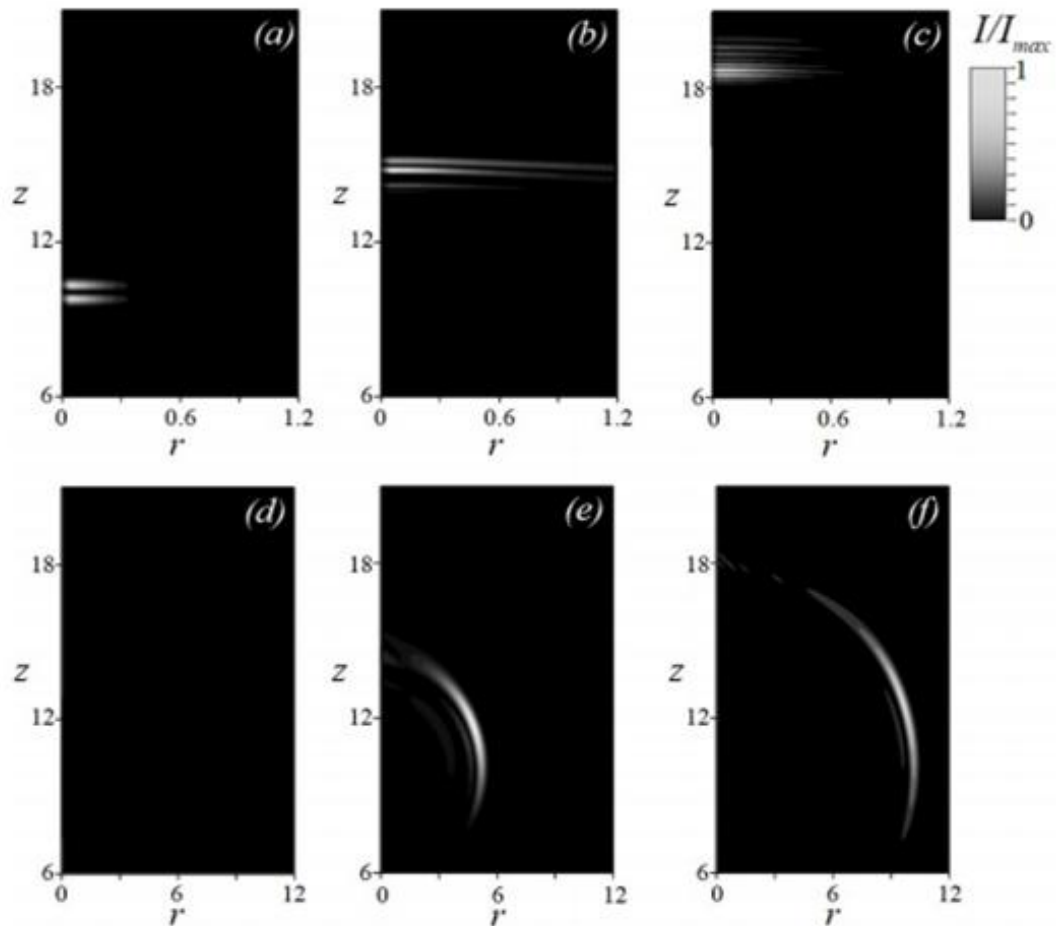


Рисунок 4.2 – Интенсивность для компоненты поля A_1 (a-c) и для компоненты A_2 (d-f) в зависимости от координат: (a, d) $t=0$; (b, e) $t=5 \cdot 10^{-14}$ с;

(с, f) $t=10^{-13}$ с. I_{max} – максимальная интенсивность в каждый момент времени. Единица по координатным осям равна 4 мкм [16]

Согласно рисунку 4.2, на начальном этапе распространения наблюдается расплывание первой составляющей поля, однако со временем этот эффект нивелируется благодаря балансу усиления и затухания. Вторая составляющая, изначально отсутствующая при $t=0$, по мере эволюции демонстрирует поперечное смещение. Сравнительный анализ со случаем отсутствия усиления в среде показал, что импульс лучше сохраняет область локализации, когда присутствует дополнительная накачка внешним полем.

Построим зависимости компонент электрического поля импульса, точнее срезы в продольном направлении, проведенные через максимумы интенсивности (рисунок 4.3).

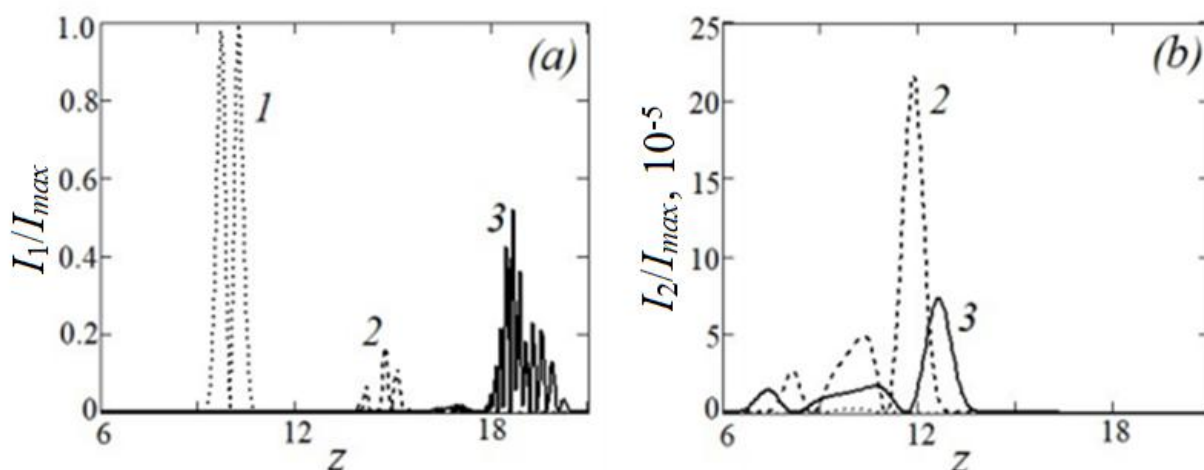


Рисунок 4.3 – Срезы интенсивности вдоль оси OZ: (а) для компоненты электрического поля E_1 ; (б) для компоненты E_2 от координаты z : кривая 1 – $t=0$; кривая 2 – $t=5 \cdot 10^{-14}$ с; кривая 3 – $t=10^{-13}$ с. I_{max} – максимум интенсивности для трех моментов времени [16]

Стоит пояснить, что на рисунке 4.3b нет кривой 1, поскольку $E_2=0$ при $t=0$. Очевидно, что показатели напряженностей поля 1-ой и 2-ой составляющих заметно отличаются по величине (на пять порядков). Данное поведение можно объяснить нелинейно-дисперсионными свойствами среды с

УНТ и двулучепреломлением. Малая величина 2-ой компоненты обусловлена сильным различием фазовых скоростей ($v_1/v_2=2$), что приводит к быстрому нарушению синхронизма и подавлению нарастания данной компоненты. Поведение 1-ой компоненты поля является результатом конкурентного действия поглощения на возбуждение тока и когерентного переизлучения от спадающего тока, усиленного анизотропной дисперсией, что приводит к разделению импульса на несколько. То есть разное время прихода прямой и переизлучённой частей импульса создаёт интерференционную картину во времени, а поскольку анизотропия и нелинейность не позволяют этим частям соединиться в один импульс, возникает модуляция.

На рисунке 4.4 показано, как поперечная ширина импульса изменяется с течением времени.

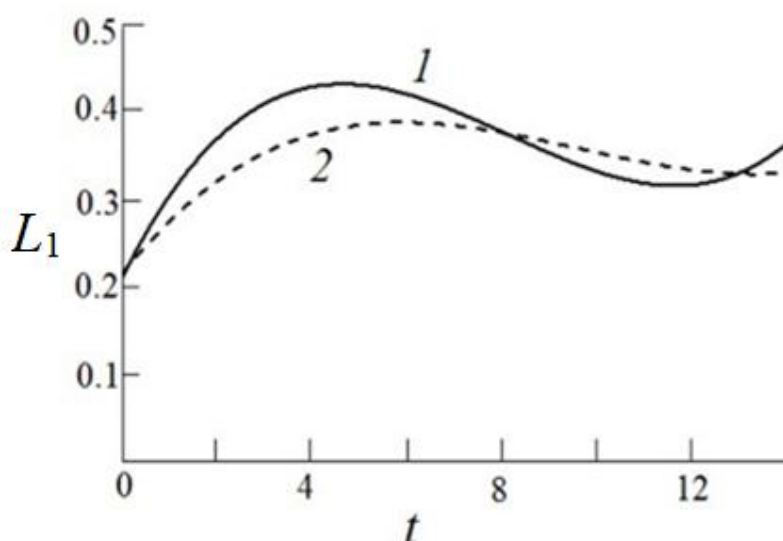


Рисунок 4.4 – Ширина импульса в зависимости от времени для разных значений n_p : кривая 1 – $n_p=2$; кривая 2 – $n_p=3$ [16]

Как следует из рисунка 4.4, в начале распространения ширина импульса меняется, однако далее она стабилизируется и выходит на плато. Это указывает на то, что между конкурирующими процессами в системе устанавливается баланс. На рисунках 4.2с и 4.3а заметен «дребезг» (кривая 3), соответствующий генерации высших гармоник. Построив Фурье-спектры, определим условия для проявления данного эффекта (рисунок 4.5).

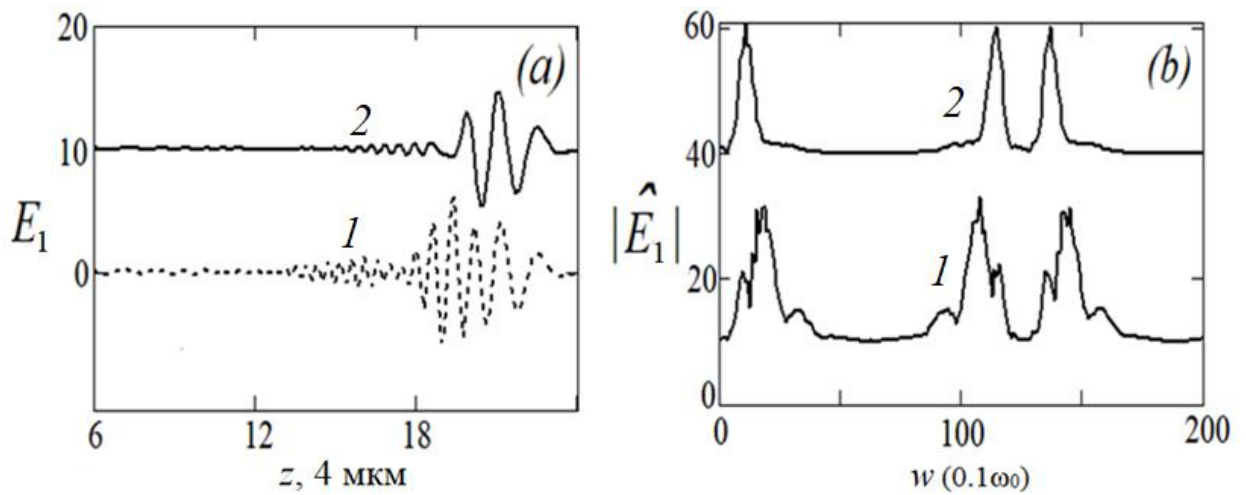


Рисунок 4.5 – (a) Напряженность электрического поля импульса E_1 в зависимости от координаты ($t=10^{-13}$ с): *кривая 1* – двухфотонное поглощение; *кривая 2* – трехфотонное поглощение. Рисунок (b) – Фурье-спектры. Единица по E_1 соответствует 10^7 В/м. Для наглядности на рисунке (a) кривая 2 смещена вверх на 10 единиц, на рисунке (b) – кривая 2 смещена вверх на 30 единиц [16]

Согласно рисунку 4.5 можно наблюдать обогащение спектра и режим генерации высших гармоник.

4.1.2 Влияние оптической анизотропии на распространение предельно коротких импульсов в полимерном композите с углеродными нанотрубкам

Запишем волновое уравнение на две компоненты векторного потенциала:

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{v_o^2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial A_1}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 A_1}{\partial z^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial \phi^2} + \frac{4\pi}{c} j_{CNT}(A_1, A_2) + \frac{4\pi}{c} j_{POL}(A_1, A_2) \\
 \frac{1}{v_e^2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial A_2}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 A_2}{\partial z^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial \phi^2} + \frac{4\pi}{c} j_{CNT}(A_1, A_2) + \frac{4\pi}{c} j_{POL}(A_1, A_2)
 \end{aligned}
 \quad (4.4)$$

Пренебрегая неоднородностью поля (ввиду малого вклада накопленного заряда в ток), мы сохраняем цилиндрическую симметрию задачи, что ведет к упрощению системы уравнений (4.4):

$$\begin{cases} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial A_1}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 A_1}{\partial z^2} - \frac{1}{v_o^2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} + \frac{4e \cdot \cos\alpha}{c} f_1(A_1, A_2) = 0 \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial A_2}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 A_2}{\partial z^2} - \frac{1}{v_e^2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} + \frac{4e \cdot \sin\alpha}{c} f_1(A_1, A_2) = 0 \end{cases}$$

$$f_1(A_1, A_2) = n_0 \gamma_0 a \sum_{r=1}^{\infty} b_r \sin \left(\frac{aer(A_1 \cos\alpha + A_2 \sin\alpha)}{c} \right) + \chi t_0 a_{POL} \sin \left(\frac{a_{POL} e (A_1 \cos\alpha + A_2 \sin\alpha)}{c} \right) \quad (4.5)$$

Сравнивая динамику импульса в среде с полимером и без него (рисунок 4.6), можно оценить влияние полимера в композитном материале. Обнаружено, что присутствие полимера ограничивает расплывание импульса в продольном направлении и способствует повышению его интенсивности. Аналогичная тенденция прослеживается и для второй компоненты поля, которая изначально (при $t=0$) отсутствовала.

Продольные срезы интенсивности электрического поля импульса для разных значений χ_0 приведены на рисунке 4.7.

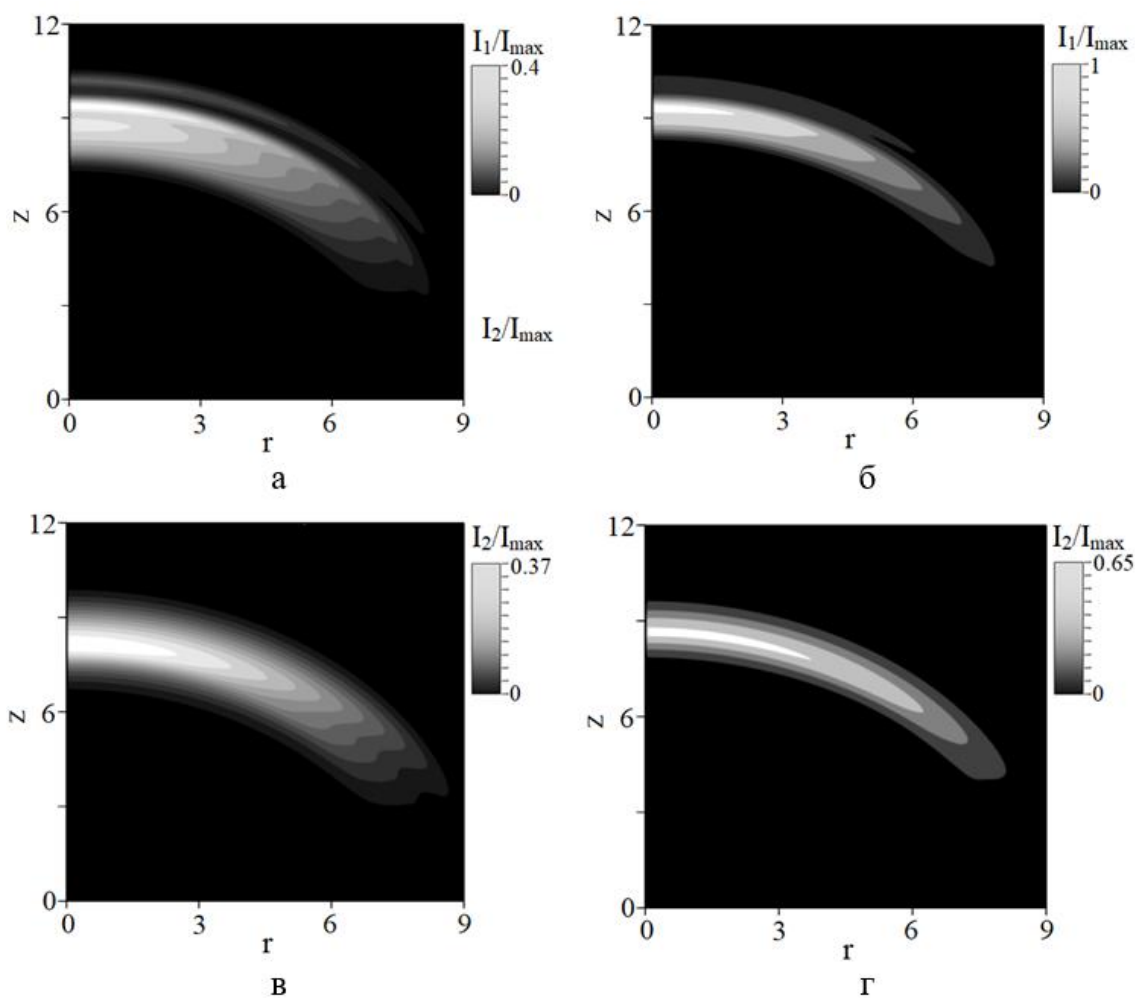


Рисунок 4.6 – Зависимость интенсивности от координат при $\tau=9$: (а, в) $\chi_0=0.0$; (б, г) $\chi_0=0.5$. Верхний ряд рисунков соответствует – I_1 , нижний ряд – I_2 . I_{\max} – максимальное значение интенсивности для всех рисунков а-г [19]

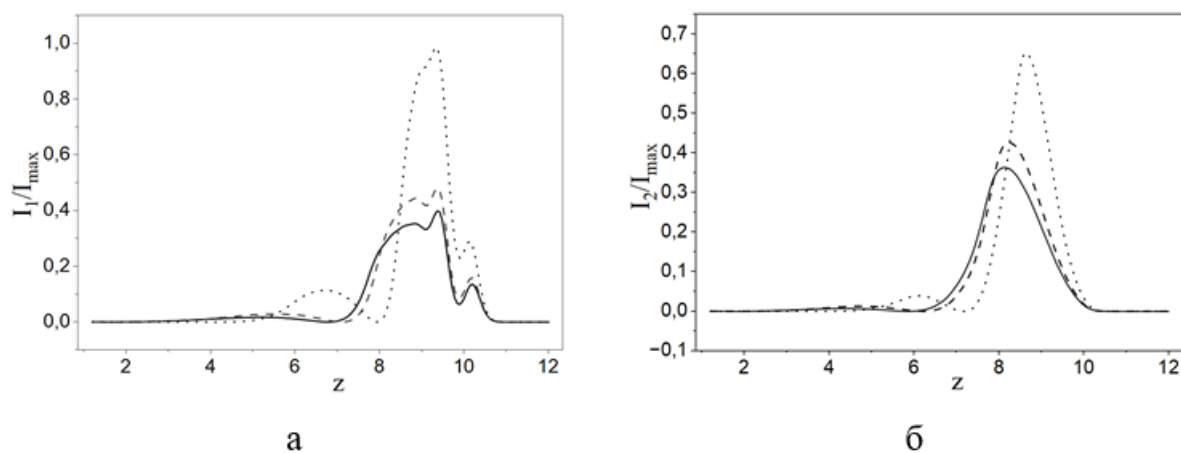


Рисунок 4.7 – Зависимость интенсивности от продольной координаты z при $r=0$ ($\tau=9$): (а) I_1/I_{\max} ; (б) I_2/I_{\max} . Сплошная линия соответствует $\chi_0=0.0$,

пунктирная – $\chi_0=0.1$, точечная – $\chi_0=0.5$. I_{\max} - максимальное значение интенсивности для всех рисунков [19]

Обнаружено существенное влияние концентрации носителей заряда в полимере на амплитуду обеих компонент поля. С ростом χ_0 область, в которой сохраняется максимальная энергия импульса, сужается. В компоненте E_1 (рисунок 4.7а) на переднем фронте появляются локальные максимумы, количество которых управляется присутствием полимера в среде с УНТ. Увеличение концентрации электронов в полимере усиливает связь между поляризационными модами, сжимая импульс, повышая его амплитуду и порождая осцилляции на фронте.

4.2 Рассеяние трехмерных предельно коротких импульсов на металлической неоднородности

Еще одним важным вопросом, требующим рассмотрения, является необходимость учета трехмерных эффектов при рассеянии импульсов на неоднородностях в нелинейных средах с УНТ, что предполагает преодоление ограничений двумерного приближения [169].

Считаем, что в массиве УНТ содержится металлический стержень, параллельный осям нанотрубок. Вектор электрического поля имеет вид: $\mathbf{E} = (0, E(x, y, z, t), 0)$. Уравнение на векторный потенциал в трехмерном случае имеет вид:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial z^2} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}(\mathbf{A}), \quad (4.6)$$

где c – скорость света, $\mathbf{j} = (0, j(x, y, z, t), 0)$ – плотность электрического тока, которая состоит из двух компонент. Первую можно определить с использованием классического приближения (кинетическое уравнение Больцмана в сочетании с методом характеристик):

$$j_{CNT} = 2e \sum_{s=1}^m \int_{ZB} v_s(p) \cdot f(p, s) dp, \quad (4.7)$$

Моделирование вклада металлической проволоки в плотность тока j_{Me} в массиве углеродных нанотрубок осуществляется с помощью простого омического приближения:

$$j_{Me} = -\sigma \frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial t}, \quad (4.8)$$

где σ — комплексная проводимость. Важно отметить, что указанный вклад в плотность тока существует исключительно в пределах области, занимаемой металлическим включением [15].

Окончательно уравнение (4.6) с учетом нелинейного поглощения и усиления принимает вид:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \Gamma \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} (j_{CNT} + j_{Me}) - F_p \left(\frac{\partial A}{\partial t} \right)^{2n_p-1} = 0, \quad (4.9)$$

$$j_{CNT} = aen_0\gamma_0 \sum_{r=1}^{\infty} b_r \sin\left(\frac{raeA}{c}\right)$$

Уравнение (4.9) решалось при помощи конечно-разностного метода со следующими начальными условиями:

$$A(x, y, z, 0) = Q \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{l_x^2}\right) \cdot \exp\left(-\frac{y^2}{l_y^2}\right) \cdot \exp\left(-\frac{z^2}{l_z^2}\right), \quad (4.10)$$

$$\frac{\partial A(x, y, z, 0)}{\partial t} = \frac{2Q \cdot u \cdot z}{l_z^2} \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{l_x^2}\right) \cdot \exp\left(-\frac{y^2}{l_y^2}\right) \cdot \exp\left(-\frac{z^2}{l_z^2}\right),$$

Q — начальная амплитуда, l_x , l_y , l_z определяют ширину импульса вдоль соответствующих направлений, u — скорость импульса вдоль z - направления при $t=0$.

Эволюция трехмерного предельно короткого импульса до и после рассеяния на металлической неоднородности, расположенной по оси x между

5.84 и 6.16 отн. ед., по оси z между 5.2 и 5.52 отн.ед. представлена на рисунке 4.8.

Как показано на рисунке 4.8, взаимодействие с неоднородностью приводит к образованию провала на переднем фронте импульса. Данное возмущение носит кратковременный характер и быстро исчезает. В дальнейшем эволюция импульса сопровождается как поперечным расплыванием, так и расщеплением на две компоненты. С течением времени максимум энергии перемещается в отстающую часть, что отличается от поведения двумерного импульса. Это связано с дополнительной поперечной дифракцией. Энергия переднего пика переходит не только в поперечное излучение, но за счёт нелинейности «подпитывает» энергией задний пик.

На рисунке 4.9 показана динамика трехмерного предельно короткого оптического импульса в процессе прохождения сквозь однородный массив углеродных нанотрубок без металлической неоднородности. Сравнивая рисунки 4.8 и 4.9 можно отметить, что в случае металлической неоднородности наблюдается появление «хвоста» за основным импульсом после столкновения с нанопроволокой. Это можно связать с возбуждением плазмонов, которые имеют меньшую групповую скорость, и переизлучением энергии с задержкой. К тому же предельно короткий импульс испытывает большее искривление из-за дисперсии. Проволока вносит дополнительную фазовую модуляцию, усиливая этот эффект.

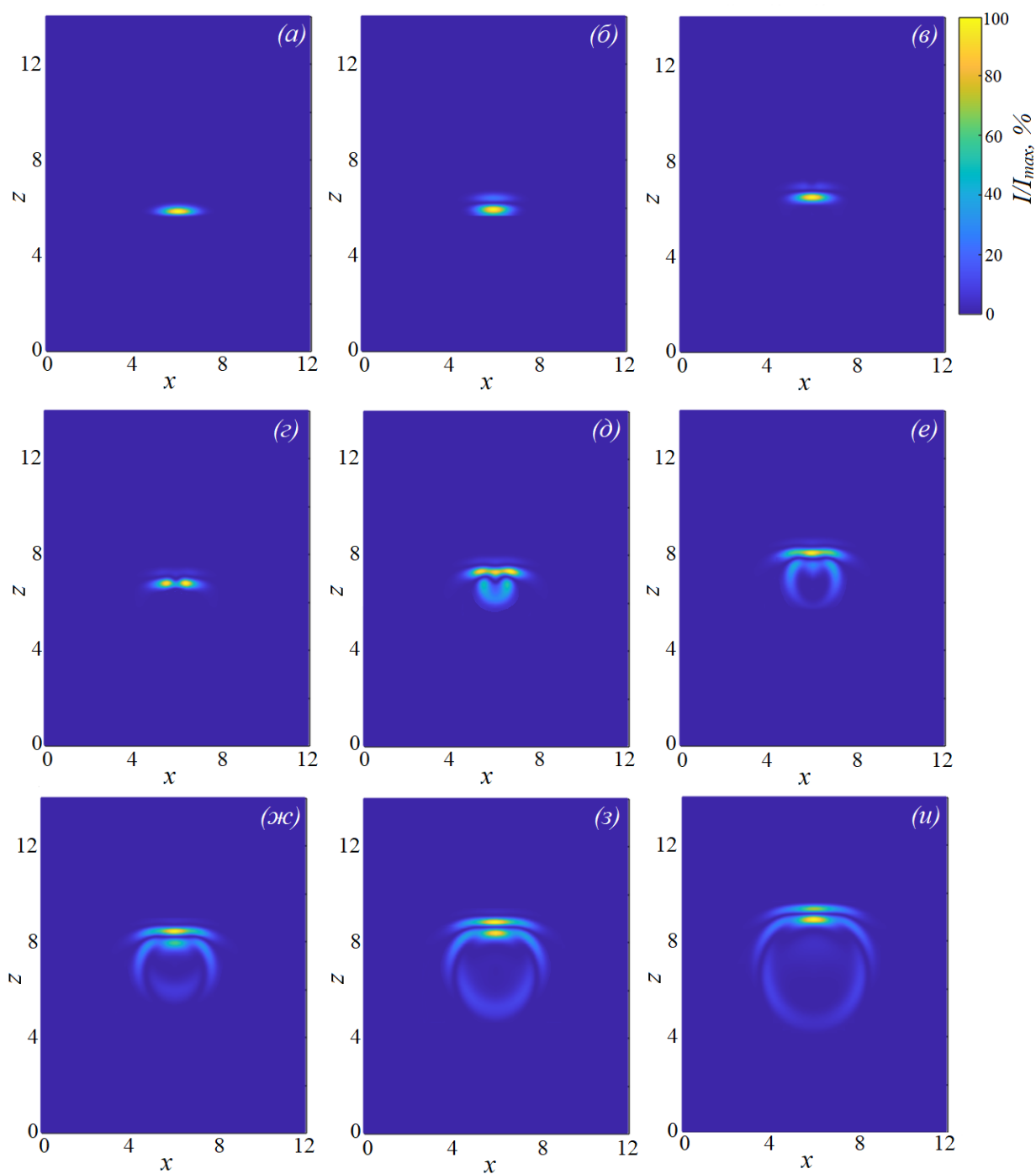


Рисунок 4.8 – Зависимость интенсивности электрического поля 3D импульса от координат: *a)* $t=0$; *б)* $t=0.5$; *в)* $t=1.0$; *г)* $t=1.5$; *д)* $t=2.0$; *е)* $t=2.5$; *ж)* $t=3.0$; *з)* $t=3.5$; *и)* $t=4.0$. Значения по цветовой шкале нормированы на максимальное значение интенсивности – I_{max} в каждый момент [15]

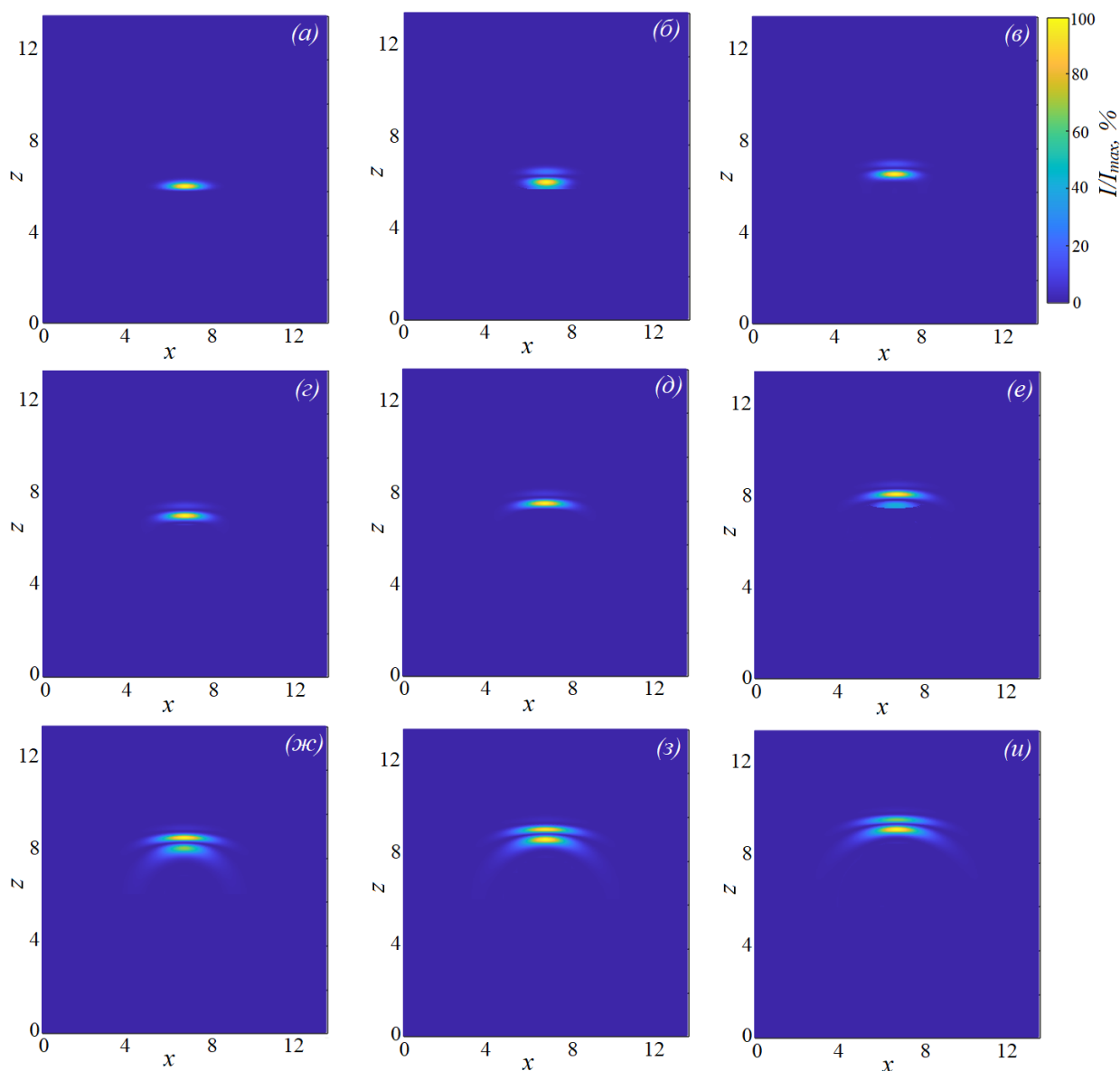


Рисунок 4.9 – Зависимость интенсивности электрического поля 3D импульса от координат для однородного массива УНТ: а) $t=0$; б) $t=0.5$; в) $t=1.0$; г) $t=1.5$; д) $t=2.0$; е) $t=2.5$; ж) $t=3.0$; з) $t=3.5$; и) $t=4.0$. Значения по цветовой шкале нормированы на максимальное значение I в каждый момент времени [15]

Для сопоставления случаев с неоднородностью в массиве УНТ и без нее на рисунках 4.10 и 4.11 представлены соответственно поперечные и продольные сечения, проведенные через максимум импульса.

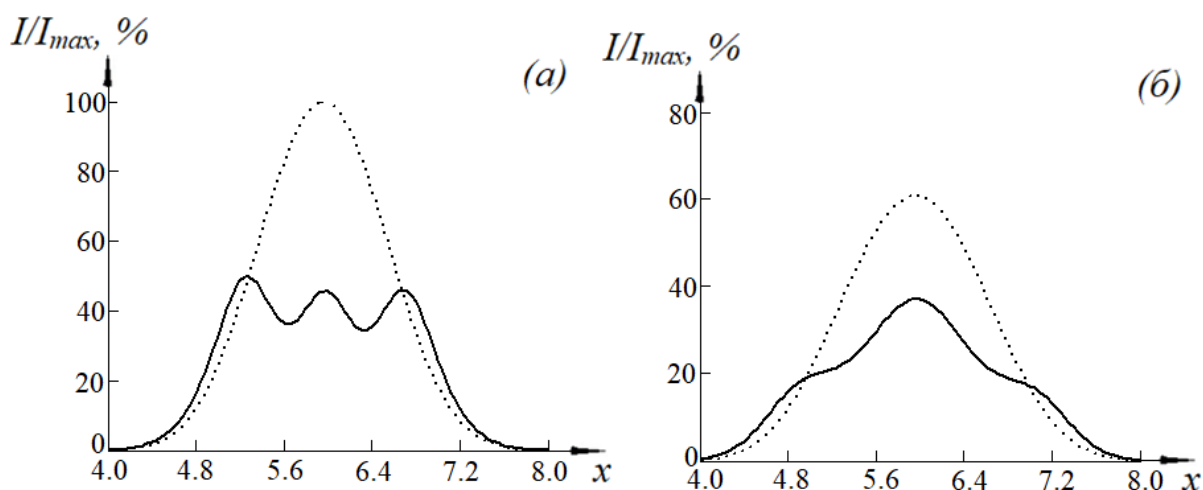


Рисунок 4.10 – Поперечные срезы интенсивности электрического поля 3D импульса в плоскости максимума (координата x) для моментов времени: *a)* $t=2.5$; *б)* $t=3.5$. Обозначения: сплошная кривая — массив УНТ с неоднородностью, пунктирная — без металлической проволоки. I_{max} отвечает за максимальное значение для всех четырех кривых [15]

Согласно рисунку 4.10 взаимодействие с неоднородностью вызывает расщепление импульса на несколько пиков и сопровождается снижением его амплитуды. В ходе дальнейшей эволюции наблюдается перераспределение энергии, приводящее к восстановлению единого главного максимума. То есть контакт с проволокой вызывает нарушение баланса между дисперсией и нелинейностью среды, что приводит к возбуждению внутренних колебательных мод 3D импульса. В этом случае световая пуля переходит в так называемый «дышащий» режим. Восстановление пика в дальнейшем свидетельствует об устойчивости, то есть несмотря на возмущение импульс способен к самовосстановлению. Внутренние моды, будучи возбужденными, со временем интерферируют таким образом, что исходная структура восстанавливается.

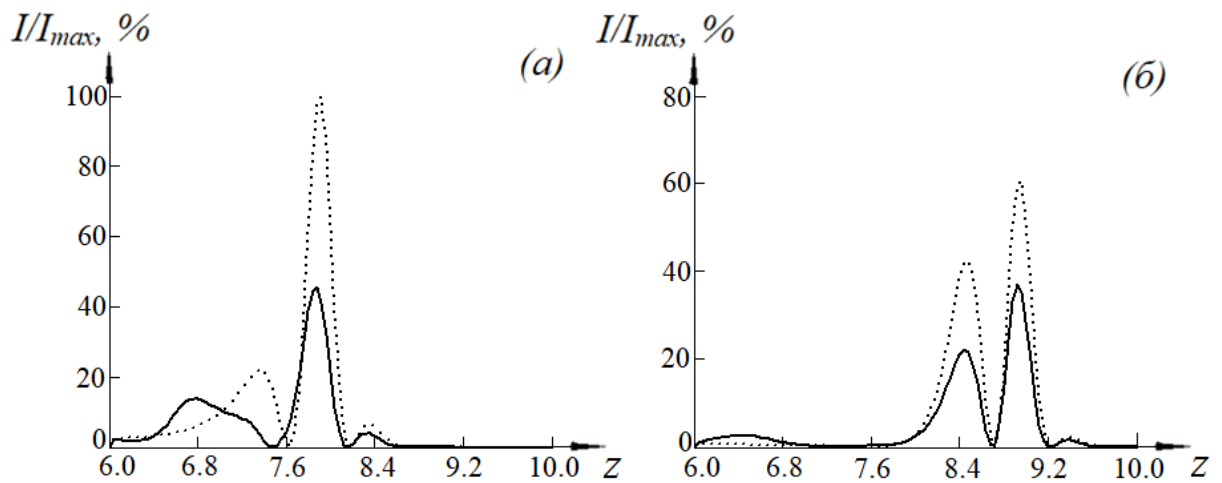


Рисунок 4.11 – Продольные срезы интенсивности поля (вдоль z) через максимум 3D импульса в моменты времени: *a*) $t=2.5$; *б*) $t=3.5$. Сплошная кривая — массив с неоднородностью, пунктирная — без металлической проволоки. I_{max} — максимум интенсивности для всех кривых на (а) и (б) [15]

На рисунке 4.11, помимо ожидаемого спада интенсивности импульса, отчетливо видно формирование хвостовой структуры позади основного импульса. Характерная форма и амплитуда этого хвоста существенно зависят от того, присутствует ли металлическая неоднородность в массиве нанотрубок [15].

Кроме того, в работе изучено влияние геометрических размеров металлической неоднородности (параметр d) на эволюцию трехмерного предельно короткого оптического импульса (рисунок 4.12).

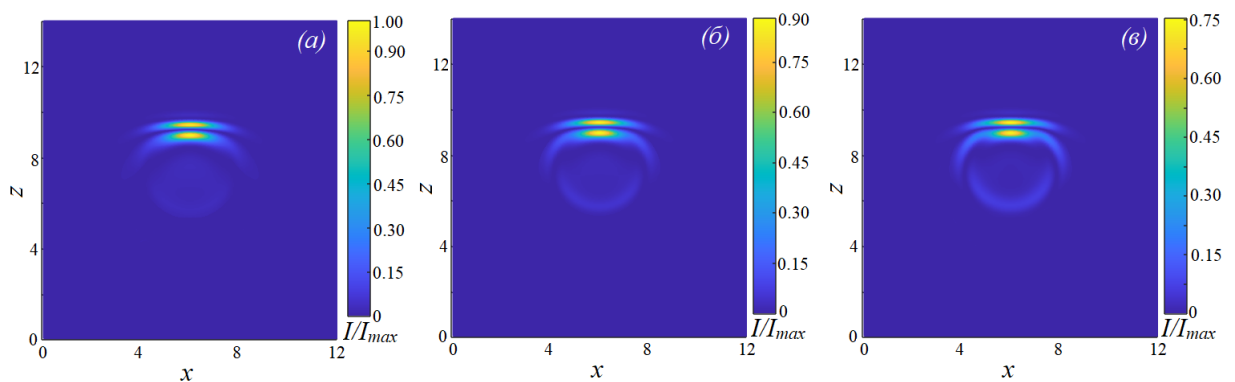


Рисунок 4.12 – Зависимость интенсивности электрического поля 3D импульса от координат в момент времени $t=3.5$ для разного диаметра

неоднородности d : а) $d=0.08$; б) $d=0.16$; в) $d=0.24$. I_{max} – максимум интенсивности для рисунков (а-в)

Как видно из рисунка 4.12, с ростом диаметра неоднородности наблюдается более значительное падение интенсивности как основного импульса, так и его хвостовой части. Это обусловлено увеличением сечений рассеяния и поглощения, а также более сильным экранированием. Увеличение диаметра металлической проволоки также приводит к усилению искажений профиля импульса — в особенности его второй компоненты, которая, кроме того, расширяется в поперечном направлении. Это обусловлено дифракцией на препятствии большего размера и переизлучением высших плазмонных мод.

Исследовалась также зависимость от диаметра углеродной нанотрубки (рисунок 4.13).

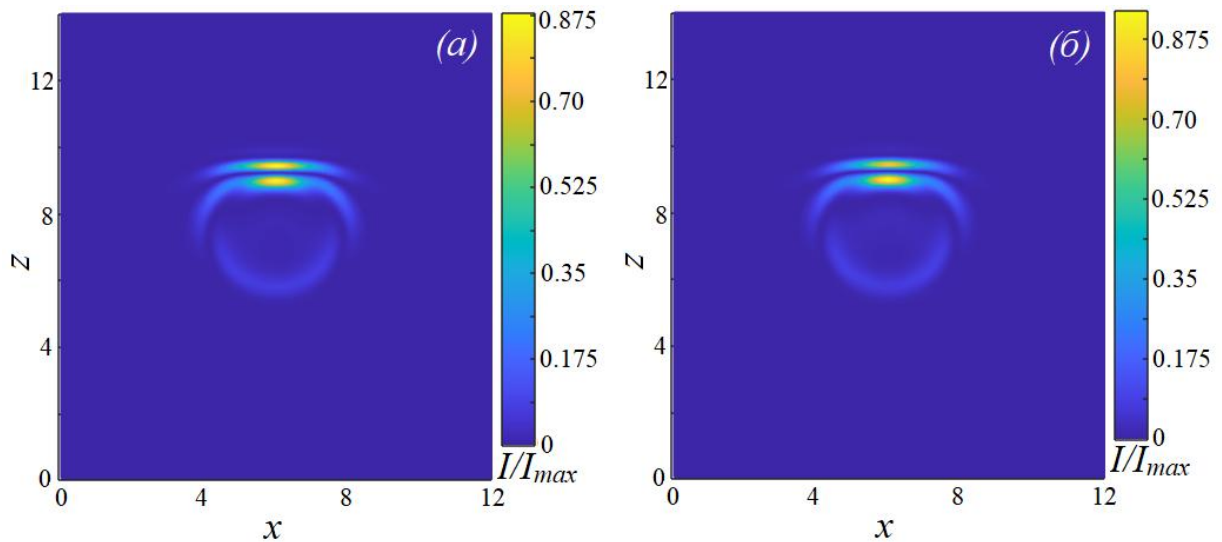


Рисунок 4.13 – Зависимость интенсивности электрического поля 3D импульса от координат в момент времени $t=3.5$ для разного индекса хиральности УНТ $(m,0)$: а) $m=13$; б) $m=20$. I_{max} – максимум интенсивности для рисунков (а) и (б)

Выявлено, что с увеличением индекса хиральности углеродной нанотрубки (числа m), т.е. диаметра трубки пространственные

характеристики импульса не изменяются, его форма и ширина остаются прежними. Установлено изменение энергетических характеристик импульса, выражающееся в росте его интенсивности примерно на 5%. Объяснение этого явления заключается в различии между электронными эффектами внутри УНТ и геометрическими эффектами распространения волны. Увеличение диаметра главным образом усиливает их нелинейный отклик, «подкачивая» энергию в импульс, но при этом не меняет условия распространения электромагнитной волны в среде в целом. Доля УНТ в матрице с ростом диаметра практически не изменяется. Полученные результаты позволяют заключить, что определяющим фактором, влияющим на чувствительность импульса к металлической неоднородности, является не диаметр самих УНТ, а соотношение между начальными размерами трехмерного предельно короткого оптического импульса и характерным размером (диаметром) неоднородности [15].

4.3 Предельно короткие импульсы в полимерном композите с углеродными нанотрубками при учете пространственной неоднородности

Рассмотрим распространение двумерного ПКИ через полимерный композит. Учтем, что композит содержит неоднородный слой определенной толщины – d_z (рис. 4.14). Это область, содержащая УНТ с примесями (выделены светло-серым цветом на рисунке), что приводит к увеличению концентрации носителей заряда.

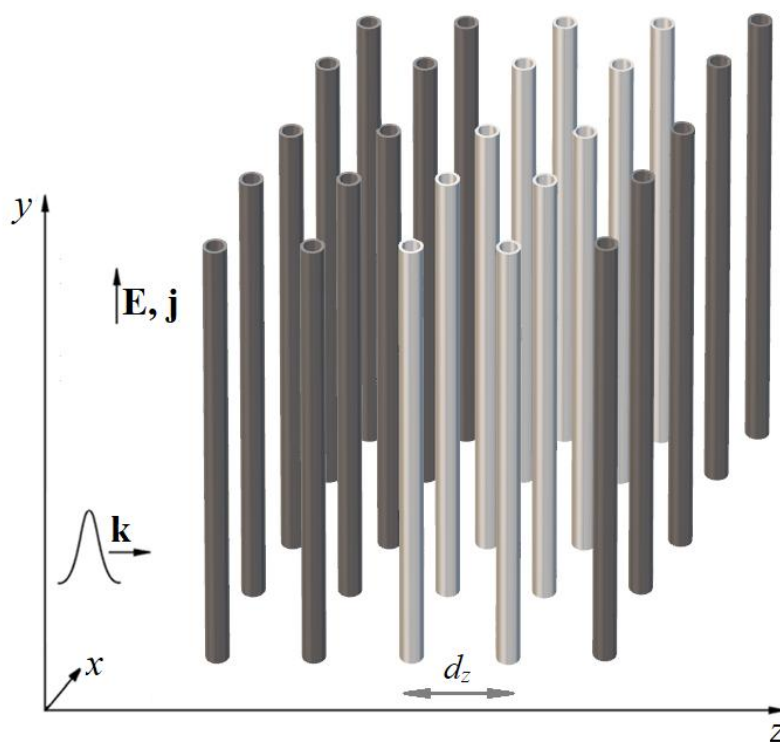


Рисунок 4.14 – Схематичное изображение геометрии задачи и расположение неоднородного слоя

С учетом выражений для плотности тока в композите углеродных нанотрубок с полимером, уравнение на векторный потенциал принимает следующий вид:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} + \frac{4\pi|e|\gamma_0 a}{c} n(z) \cdot \sum_{r=1}^{\infty} b_r \sin\left(r \frac{a|e|A}{c}\right) + \frac{4\pi|e|\chi t_0 a_{\text{POL}}}{c} R \cdot \sin\left(\frac{a_{\text{POL}}|e|A}{c}\right), \quad (4.11)$$

Здесь концентрация $n(z)$ задает неоднородный слой:

$$n(z) = n_0 + (n_l - n_0) \exp\left(-\frac{z^2}{d_z^2}\right), \quad (4.12)$$

n_0 – концентрация электронов проводимости в УНТ, n_l – максимальная концентрация в слое, d_z – толщина неоднородной области. Как отмечено ранее, такой слой может быть получен за счет добавления в углеродные нанотрубки примеси, которая поставляет электроны проводимости. В работе

[171] продемонстрировано увеличение электропроводности УНТ более, чем в 30 раз при функционализации азотом пиррольного типа. Поскольку величина электропроводности коррелирует с концентрацией носителей заряда, то в расчетах мы выбирали значение $n_l/n_0=35$.

Начальные условия выбирались в гауссовой форме, скорость импульса в начальный момент времени: u_z . Изменение предельно короткого импульса во времени продемонстрировано на рисунке 4.15. Неоднородный слой шириной $d_z=0.1$ отн. ед., которая соответствует 0.4 мкм, центрирован относительно плоскости $z=10$.

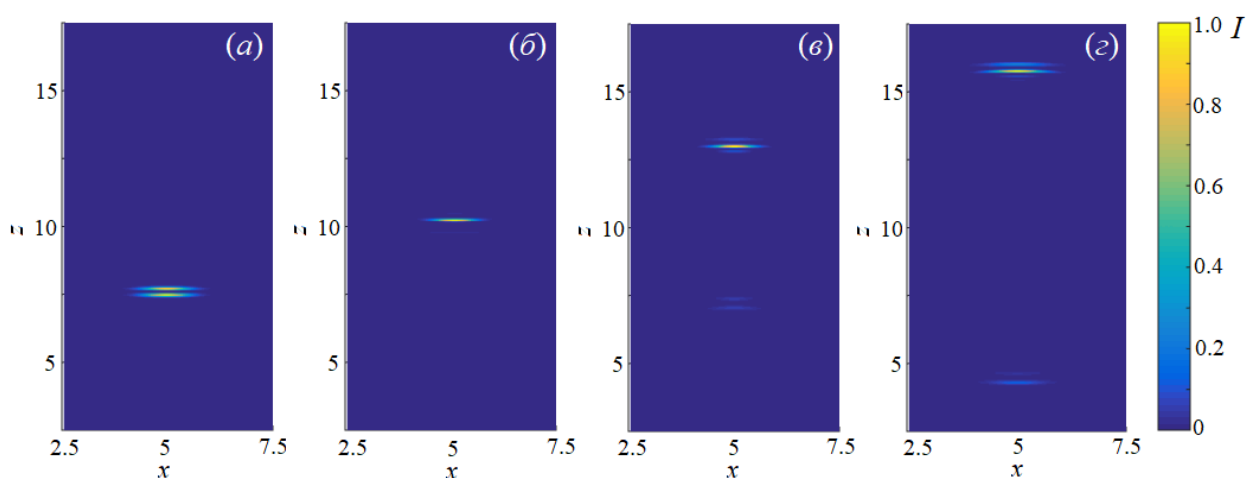


Рисунок 4.15 – Интенсивность 2D импульса $I(x,z,t)$ в различные моменты времени ($\chi_0=1$, $u_z/c=0.95$): (а) $t=0$; (б) $t=8.5 \cdot 10^{-14}$ с; (в) $t=1.7 \cdot 10^{-13}$ с; (г) $t=2.5 \cdot 10^{-13}$ с. Единице по координатном осям соответствует 4 мкм. За единицу по шкале интенсивности принято максимальное значение для каждого момента времени

Рисунок 4.15 иллюстрирует эффект разделения импульса: часть его проходит через неоднородность, а часть отражается от нее, причем само распространение носит локализованный характер.

Чтобы количественно оценить описанный эффект, были вычислены коэффициенты отражения (K_1) и пропускания (K_2) импульса:

$$K_1(t) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} I(x, z, t) dx dz}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} I(x, z, t) dx dz}, \quad (4.13)$$

$$K_2(t) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} I(x, z, t) dx dz}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} I(x, z, t) dx dz}$$

в зависимости от концентрации полимера. Выбор конкретного момента времени обуславливается достаточным удалением от слоя с неоднородностью. Мы выбирали $t=9$ отн. ед.

Влияние толщины слоя с неоднородностью показано на рисунке 4.16.

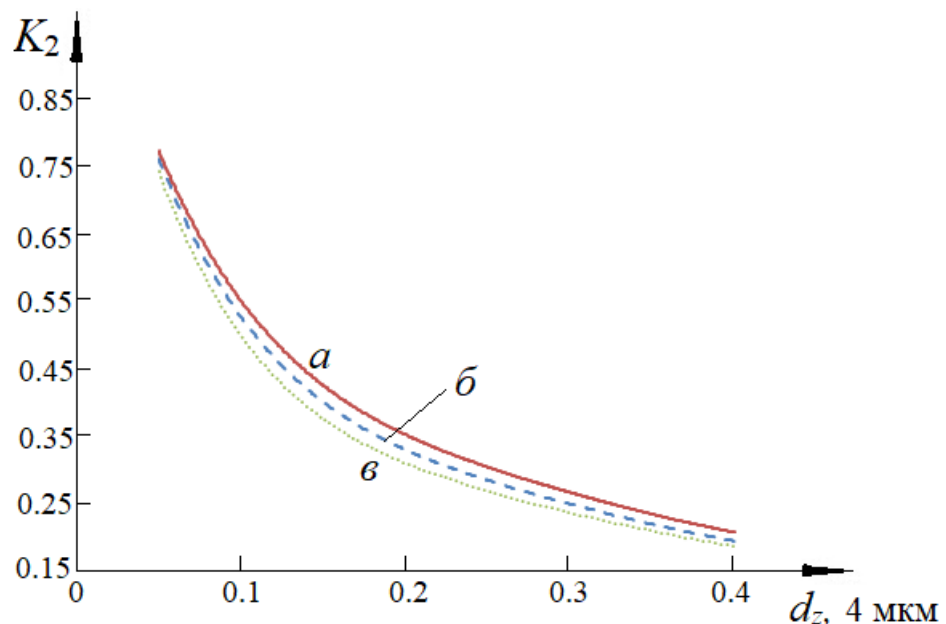


Рисунок 4.16 – Зависимость коэффициента прохождения K_2 от толщины слоя d_z в момент времени $t=2.5 \cdot 10^{-13}$ с ($u_z/c=0.95$) для разных значений χ_0 : (а) $\chi_0=0$; (б) $\chi_0=1.0$; (в) $\chi_0=2.0$

Как и предполагалось, увеличение толщины, обогащенной электронами зоны в композите, усиливает отражение импульса благодаря более длительному контакту с неоднородностью. Варьирование толщины области неоднородности позволяет регулировать соотношение отражённой и прошедшей компонент оптического импульса. Отметим, что увеличение

концентрации электронов в полимере приводит к уменьшению коэффициента прохождения на величину до 0.05, что составляет около 12%. Снижение пропускания обусловлено увеличением диэлектрических потерь в полимере за счет прыжковой проводимости.

Влияние начальной скорости на процесс распространения импульса представлено на рисунке 4.17.

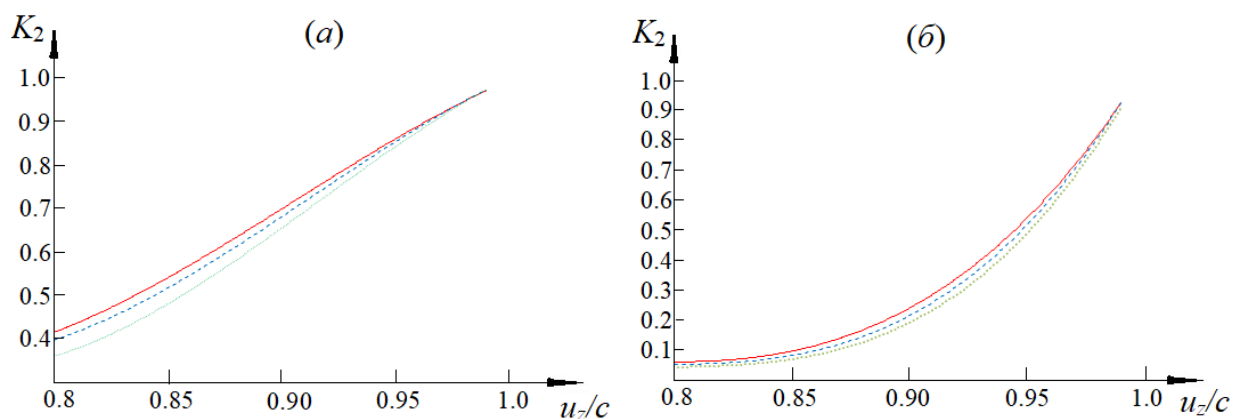


Рисунок 4.17 – Зависимость коэффициента прохождения от начальной скорости импульса для разных значений χ_0 : (а) $n_l/n_0=15$; (б) $n_l/n_0=35$. Красная линия – $\chi_0=0$; синяя линия – $\chi_0=1.0$; зеленая линия – $\chi_0=2.0$

Отметим разный характер зависимостей на рисунке 4.178а и 4.17б, который определяется концентрацией неоднородного слоя. Чем больше величина n_l/n_0 , тем большая скорость требуется для преодоления барьера. Это связано с резким перепадом проводимости в неоднородном слое, который и вызывает отражение части энергии импульса. Причем, в обоих случаях повышение скорости приводит к снижению чувствительности параметров импульса к изменению концентрации полимера χ_0 . Одновременно с этим увеличивается коэффициент прохождения энергии через неоднородный барьер.

Зависимость коэффициента прохождения от концентрации электронов в полимере представлено на рисунке 4.18.

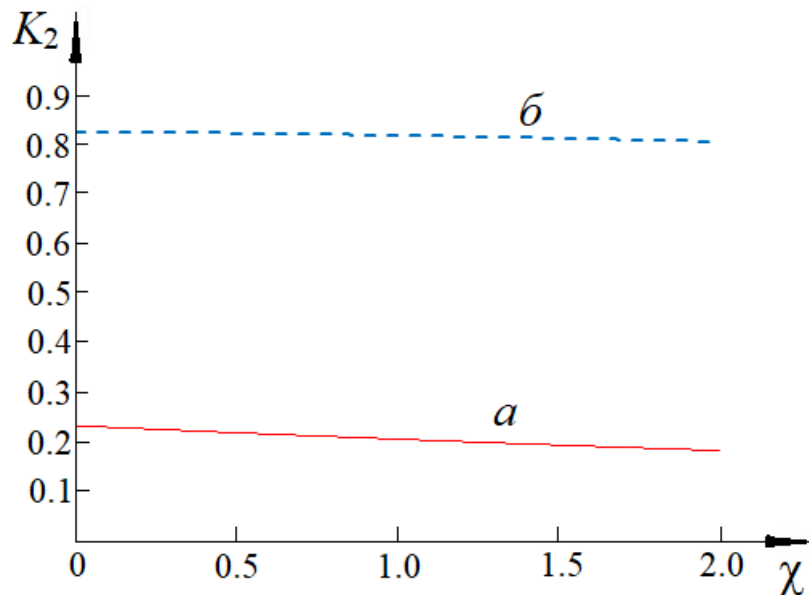


Рисунок 4.18 – Зависимость коэффициента прохождения от концентрации электронов в полимере χ_0 ($n_i/n_0=35$): (а) $u_z/c=0.9$; (б) $u_z/c=0.98$

Рисунок 4.18 показывает, что данная зависимость носит линейный характер. Максимальное относительное отклонение снижается с 26% при $u_z/c=0.9$ до 2.5% при $u_z/c=0.98$. Разная чувствительность коэффициента прохождения к концентрации электронов в полимере при фиксированной высокой концентрации в неоднородном слое обусловлена различными значениями эффективного показателя преломления среды, соответствующими разным скоростям. При $u_z/c=0.98$ система работает вблизи условия просветления слоя, поэтому малые изменения показателя преломления, вызванные вариацией концентрации носителей в полимере, слабо влияют коэффициент K_2 . При $u_z/c=0.9$ условие просветления не выполнено, что приводит к заметному изменению коэффициента прохождения. Представленные результаты могут служить основой для разработки коммутационных устройств (оптические переключатели, модуляторы, затворы) из полимерных композитов, функционирующих в режиме предельно коротких оптических импульсов.

3.4 Выводы к главе IV

1. Создана теоретическая модель динамики предельно коротких импульсов в оптически анизотропных средах с УНТ, включающая описание многофотонного поглощения.
2. Установлено, что оптическая анизотропия среды является причиной возникновения выраженной боковой (поперечной) дисперсии импульса, которой можно противостоять при помощи накачки внешним полем.
3. Продемонстрирована возможность управления режимом генерации гармоник высокого порядка в оптической анизотропной среде с УНТ при помощи режима многофотонного поглощения.
4. Показано, что концентрация электронов полимера в анизотропной среде является эффективным инструментом управления параметрами предельно короткого импульса (формой и амплитудой), что сопровождается усилением электромагнитного поля.
5. Обнаружено, что характеристики распространяющихся 3D предельно коротких импульсов могут служить индикатором присутствия металлического включения в массиве УНТ.
6. Показано, что наличие неоднородного распределения носителей заряда в композите с УНТ формирует внутреннюю границу раздела между областями с разными электродинамическими свойствами, что приводит к частичному отражению импульса.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проведено теоретическое исследование динамики распространения двумерных и трехмерных электромагнитных импульсов малой длительности в композитных и анизотропных средах с углеродными нанотрубками при учете многофотонного поглощения. Изучено влияние различных параметров среды, в том числе параметров полимера в случае композитного материала (концентрации электронов, толщины полимерной пленки, величины поля накачки) на эволюцию электромагнитного поля импульса. Исследованы зависимости формы импульса от случайных параметров среды, таких как напряжение и характеристики примеси. Также рассмотрено, как неоднородность среды влияет на динамику предельно короткого оптического импульса, в том числе оптическая анизотропия, металлические неоднородности в массиве УНТ, область с неоднородной концентрацией носителей заряда. Изучены механизмы управления распространением импульсов в таких неоднородных средах.

Исходя из изложенного выше, формулируем основные выводы:

1. Наличие полимера в среде с нанотрубками не изменяет локализованного характера распространения импульса, что позволяет использовать полимерные композиты с УНТ при разработке устройств оптоэлектроники.

2. Толщина полимерной пленки с УНТ оказывает влияние на форму и интенсивность ПКИ, проходящего сквозь такую среду. Происходит перераспределение энергии импульса между его пиками. Чем больше толщина пленки, тем больше напряженность электрического поля импульса.

3. Показано, что наличие примесей со случайным распределением параметров в углеродных нанотрубках не влияет на стабильный характер динамики электромагнитных импульсов с гауссовым и бесселевым поперечным сечениями.

4. Обнаружено появление гармоник высшего порядка в

анизотропной среде с нанотрубками под действием внешнего электрического поля и при учете многофотонного поглощения. Параметры многофотонного поглощения позволяют управлять данным режимом.

5. Возмущение, вносимое металлической неоднородностью в виде стержня, переводит импульс в «дышащий» режим с перераспределением энергии между несколькими пиками. Обнаруженная способность импульса к самовосстановлению за счет интерференции внутренних мод подтверждает его устойчивость к внешним воздействиям.

6. Показана возможность управления прошедшей и отраженной компонентой двумерного гауссового импульса при его прохождении через полимерный композит с неоднородным по концентрации массивом углеродных нанотрубок при помощи следующих параметров: толщины слоя неоднородности, концентрации носителей заряда в нем, начальной скорости импульса и концентрации электронов в полимере.

Обнаруженные в ходе работы зависимости несут важную информацию о типичных электронных характеристиках исследуемых полупроводниковых материалов при их взаимодействии с электромагнитным излучением, что может служить основой для новых теоретических и экспериментальных разработок в области физической электроники. В частности, при разработке таких устройств оптоэлектроники, как волоконные лазеры, волноводные структуры, оптические затворы и пороговые ограничители. Полученные результаты открывают перспективы для разработки новых методов динамического управления световыми потоками на наноуровне, а также для создания усовершенствованной элементной базы интегральной фотоники и сенсорики.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает искреннюю благодарность своему научному руководителю д.ф.-м.н., доц. Янюшкиной Наталии Николаевне за плодотворную совместную работу и всестороннюю помощь.

Также автор глубоко признателен своему первому научному руководителю д.ф.-м.н., проф. Белоненко Михаилу Борисовичу.

И самая большая благодарность автора – его семье: маме, папе и жене за поддержку во всех начинаниях и трудностях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yokoshi, N. Giant multiphoton absorption in silicon / N. Yokoshi, H. Ishihara // *Nature Photonics*. – 2018. – Vol.12. – P. 125–126.
2. Iijima, S. Single-shell carbon nanotubes of 1-nm diameter / S. Iijima, T. Ichihashi // *Nature*. – 1993. – Vol. 363. – P. 603–605.
3. Saito, R. Physical properties of carbon nanotubes / R. Saito, G. Dresselhaus, M. S. Dresselhaus. – London: Imperial College Press, 1998. – 272 p.
4. Novoselov, K. S. Electric field effect in atomically thin carbon films / K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S. V. Dubonos, I. V. Grigorieva, A. A. Firsov // *Science*. – 2004. – Vol. 306, Iss. 5696. – P. 666–669.
5. Jang, H.-S. Flexible mechanical sensors fabricated with graphene oxide-coated commercial silk / H.-S. Jang, K. H. Lee, B. H. Kim // *Nanomaterials*. – 2024. – № 14. – P. 1–11.
6. Czerniak-Reczulska, M. Graphene as a material for solar cells applications / M. Czerniak-Reczulska, A. Niedzielska, A. Jędrzejczak // *Advances in materials science*. – 2015. – Vol. 15, № 4 (46). – P. 67–81.
7. Sun, M. Synaptic transistors using scalable graphene nanoribbons / M. Sun, Z. Xu, S. Qu, L. Liu, Q. Zhu, W. Xu // *The Journal of Physical Chemistry Letters*. – 2024. – Vol. 15, № 35. – P. 8956–8963.
8. Junaid, M. A review on graphene-based light emitting functional devices / M. Junaid, M. H. Md. Khir, G. Witjaksono, Z. Ullah, N. Tansu, M. S. M. Saheed, P. Kumar, L. H. Wah, S. A. Magsi, M. A. Siddiqui // *Molecules*. – 2020. – Vol. 25, № 18. – P. 1–32.
9. Dong, Z. Carbon nanotubes in perovskite-based optoelectronic devices / Z. Dong, W. Li, H. Wang, X. Jiang, H. Liu, L. Zhu, H. Chen // *Matter*. – 2022. – Vol. 5, Iss. 2. – P. 448–481.
10. Welna, D. T. Vertically aligned carbon nanotube electrodes for lithium-ion batteries / D. T. Welna, L. Qu, B. E. Taylor, L. Dai, M. F. Durstock // *Journal of Power Sources*. – 2011. – № 196. – P. 1455–1460.

11. Tian, F. Highly ordered carbon nanotubes to improve the conductivity of $\text{LiNi}_{0.8}\text{Co}_{0.15}\text{Al}_{0.05}\text{O}_2$ for Li-ion batteries / F. Tian, W. Nie, S. Zhong, X. Liu, X. Tang, M. Zhou, Q. Guo, S. Hu // *Journal of Materials Science*. – 2020. – Vol. 55. – P. 12082–12090.
12. Белибихин, С. В. Влияние полимера на распространение предельно коротких оптических импульсов в углеродных нанотрубках с учетом многофотонного поглощения / С. В. Белибихин, Н. Н. Конобеева // *Известия высших учебных заведений. Физика*. – 2024. – Т. 67, № 3 (796). – С. 14–19.
13. Белибихин, С. В. Моделирование динамики предельно коротких оптических импульсов в углеродных нанотрубках со случайными примесями при учете многофотонного поглощения / С. В. Белибихин, Н. Н. Конобеева, М. Б. Белоненко // *Журнал технической физики*. – 2023. – Т. 93, № 3. – С. 387–391.
14. Белибихин, С. В. Особенности распространения предельно коротких оптических импульсов в углеродных нанотрубках с учетом многофотонного поглощения / С. В. Белибихин, Н. Н. Конобеева, М. Б. Белоненко // *Известия высших учебных заведений. Физика*. – 2023. – Т. 66, № 2 (783). – С. 92–96.
15. Belibikhin, S. V. Scattering of 3D extremely short pulses by a metallic inhomogeneity in an array of carbon nanotubes / S. V. Belibikhin, N. N. Konobeeva // *Bulletin of the Russian Academy of Science: Physics*. – 2024. – V. 88. – No. 12. – P. 1913-1916.
16. Konobeeva, N. N. Extremely short pulses in anisotropic optical media with carbon nanotubes taking into account multiphoton absorption / N. N. Konobeeva, S. V. Belibikhin. M. B. Belonenko // *Optics and Spectroscopy*. – 2023. – V. 131, No. 6. – P. 834–839.
17. Belibikhin, S. V. Extremely short optical pulses in a thin polymer film with carbon nanotubes / S. V. Belibikhin, N. N. Konobeeva // *Nanosystems: physics, chemistry, mathematics*. – 2024. – Vol. 15, Iss. 1. – P. 60–64.
18. Belibikhin, S. V. Extremely short optical pulses in carbon nanotubes taking into account the multiphoton absorption in the presence of random stress / S. V.

Belibikhin, N. N. Konobeeva, M. B. Belonenko // *Mathematical Physics and Computer Simulation*. – 2022. – Vol. 25, № 2. – P. 42–48.

19. Белибихин, С. В. Влияние оптической анизотропии на распространение предельно коротких импульсов в полимерном композите с углеродными нанотрубками / С. В. Белибихин, Н. Н. Конобеева // *Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов*. – 2025. – Вып. 17. – С. 26-33.

20. Белибихин, С. В. Влияние векторного параметра порядка на эволюцию электромагнитных импульсов в оптически анизотропной среде с углеродными нанотрубками / С. В. Белибихин, А. С. Кульбина, Н. Н. Конобеева, М. Б. Белоненко // *Информационные технологии и нанотехнологии (ИТНТ–2022)*. Том 1. Компьютерная оптика и нанофотоника: сборник трудов по материалам VIII Международной конференции и молодежной школы (г. Самара, 23–27 мая). – Самара, 2022. – С. 10592.

21. Белибихин, С. В. Моделирование рассеяния 3D предельно коротких импульсов на металлической неоднородности в массиве углеродных нанотрубок / С. В. Белибихин, Н. Н. Конобеева // *Научный семинар «Нанооптика, фотоника и когерентная спектроскопия–2024»*: сборник тезисов / под ред. К. Р. Каримуллина. – Казань, С. 123–124.

22. Белибихин, С. В. Предельно короткие импульсы в напряженных углеродных нанотрубках с учетом многофотонного поглощения / С. В. Белибихин, Н. Н. Конобеева, М. Б. Белоненко // *Сборник трудов XXXIII Всероссийской школы–семинара «Волновые явления: физика и применения» имени А. П. Сухорукова* / под общ. ред. А. Н. Калиша. – Москва, 2022. – С. 22–23.

23. Белибихин, С. В. Предельно короткие оптические импульсы в тонкой пленке полимера с углеродными нанотрубками / С. В. Белибихин, Н. Н. Конобеева // *Графен и родственные структуры: синтез, производство и*

применение: материалы V Международной научно–практической конференции. – Тамбов, 2021. – С. 373–375.

24. Белибихин, С. В. Углеродные нанотрубки и ударные электромагнитные волны / С. В. Белибихин, Н. Н. Конобеева, М. Б. Белоненко // Научный семинар «Нанооптика, фотоника и когерентная спектроскопия–2023»: сборник тезисов / под ред. К. Р. Каримуллина. – Казань, 2023. – С. 67–69.

25. Белибихин, С. В. Электромагнитные волны в полимерных композитах с углеродными нанотрубками при учете многофотонного поглощения / С. В. Белибихин, Н. Н. Конобеева // XXI Всероссийская молодежная Самарская конкурс–конференция по оптике, лазерной физике и физике плазмы, посвященная 300-летию РАН. 14–18 ноября 2023 г.: сборник трудов конференции. – Москва, 2023. – С. 35–36.

26. Auston, D. H. Cherenkov radiation from femtosecond optical pulses in electro–optic media / D. H. Auston, K. P. Cheung, J. A. Valdmanis, and D. A. Kleinman // *Physical Review Letters*. –1984. – Vol. 53, № 16. – P. 1555–1558.

27. Багдасарян, Д. А. Черенковское излучение, распространяющееся нелинейной поляризации среды / Д. А. Багдасарян, А. О. Макарян, П. С. Погосян // Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1983. – Т. 37, № 10. – С. 498–500.

28. Brabec, T. Intense few–cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics / T. Brabec, F. Krausz // *Reviews of Modern Physics*. – 2000. –Vol. 72. – P. 545–591.

29. Маймистов, А. И. Некоторые модели распространения предельно коротких электромагнитных импульсов в нелинейной среде / А. И. Маймистов // *Квантовая электроника*. – 2020. – Т. 30, № 4. – С. 287–304.

30. Rathinavel, S. A review on carbon nanotube: An overview of synthesis, properties, functionalization, characterization, and the application / S. Rathinavel, K. Priyadharshini, D. Panda // *Materials Science and Engineering*. – 2021. – В. 268. – P. 1–28.

31. Konobeeva, N. Stabilization of ultrashort pulses by external pumping in an array of carbon nanotubes subject to piezoelectric effects / N. Konobeeva, E.

- Fedorov, N. Rosanov, A. Zhukov, R. Bouffanais, M. Belonenko // *Journal of Applied Physics*. – 2019. – Vol. 126. – P. 1–9.
32. Chiu, J.-C. Concentration effect of carbon nanotube based saturable absorber on stabilizing and shortening mode-locked pulse / J.-C. Chiu, Y.-F. Lan, C.-M. Chang, X.-Z. Chen, C.-Y. Yeh, C.-K. Lee, G.-R. Lin, J.-J. Lin, W.-H. Cheng // *Optics Express*. – 2010. – Vol. 18, № 4. – P. 1–9.
33. Brennan, M. Multiphoton absorption induced photoluminescence from multiwall carbon nanotubes / M. Brennan, T. Kobayashi, J. N. Coleman, M. Panhuis, W. J. Blau, H. J. Byrne // *Conference on Lasers and Electro-Optics* / eds.: Kafka, K. Vahala, R. Williamson, and A. Willner. – Baltimore, 2001. – Paper CThL24.
34. Izard, N. Combination of carbon nanotubes and two-photon absorbers for broadband optical limiting / N. Izard, C. Menard, D. Riehl E. Doris, C. Mioskowski, E. Anglaret // *Chemical Physics Letters*. – 2004. – Vol. 391. – P. 124–128.
35. Maultzsch, J. Exciton binding energies in carbon nanotubes from two-photon photoluminescence / J. Maultzsch, R. Pomraenke, S. Reich E. Chang, D. Prezzi, A. Ruini, E. Molinari, M. S. Strano, C. Thomsen, C. Lienau // *Physical Review*. – 2005. – B. 72. – P. 1–4.
36. Leblond, H. Models of few optical cycle solitons beyond the slowly varying envelope approximation / H. Leblond, D. Mihalache // *Physics Reports*. – 2023. – Vol. 523, Iss. 2. – P. 61–126.
37. Fork, R. L. Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation / R. L. Fork, C. H. Brito Cruz, P. C. Becker, and C. V. Shank // *Optics Letters*. – 1987. – Vol. 12, № 7. – P. 483–485.
38. Jung, I. D. Self-starting 6.5-fs pulses from a Ti:sapphire laser / I. D. Jung, F. X. Kärtner, N. Matuschek D H Sutter, F Morier-Genoud, G Zhang, U Keller, V Scheuer, M Tilsch, T Tschudi // *Optics letters*. – 1997. – Vol. 22, № 13. – P. 1009–1011.

39. Xu, L. Ultrabroadband ring oscillator for sub-10-fs pulse generation / L. Xu, C. Spielmann, F. Krausz // *Optics letters*. – 1996. – Vol. 21, № 16. – P. 1259–1261.
40. Salin, F. Mode locking of Ti:Al₂O₃ lasers and self-focusing: a Gaussian approximation / F. Salin, J. Squier, and M. Piche // *Optics letters*. – 1991. – Vol. 16. – 1674–1676.
41. Nisoli, M. Compression of high-energy laser pulses below 5 fs / M. Nisoli, S. De Silvestri, O. Svelto, R. Szipöcs, K. Ferencz, Ch. Spielmann, S. Sartania, F. Krausz // *Optics letters*. – 1997. – Vol. 22, № 8. – P. 522–524.
42. Nisoli, M. Generation of high energy 10 fs pulses by a new pulse compression technique / M. Nisoli, S. De Silvestri, O. Svelto // *Applied Physics Letters*. – 1996. – Vol. 68, № 20. – P. 2793–2795.
43. Hauri, C. P. Generation of intense, carrier-envelope phase-locked few-cycle laser pulses through filamentation / C. P. Hauri, W. Kornelis, F. W. Helbing, A. Heinrich, A. Couairon, A. Mysyrowicz, J. Biegert, U. Keller // *Applied Physics*. – 2004. – B. 79. – P. 673–677.
44. Пилипецкий, Н. Ф. Наблюдение самофокусировки света в жидкостях / Пилипецкий Н. Ф., Рустамов А. Р. // *Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 1965. – Т. 2, № 2. – С. 88–90.
45. Baltuska, A. Visible pulse compression to 4 fs by optical parametric amplification and programmable dispersion control / Baltuska A., Fuji T., Kobayashi T. // *Optics letters*. – 2002. – Vol. 27, № 5. – P. 306–308.
46. Brida, D. Few-optical-cycle pulses tunable from the visible to the mid-infrared by optical parametric amplifiers / D. Brida, C. Manzoni, G. Cirimi, M. Marangoni, S. Bonora, P. Villoresi, S. De Silvestri, G. Cerullo // *Journal of Optics*. – 2009. – Vol. 12, № 1. – P. 1–14.
47. Manzoni, C. Coherent pulse synthesis: towards sub-cycle optical waveforms / C. Manzoni, O. D. Mücke, G. Cirimi, S. Fang, J. Moses, S.-W. Huang, K.-H. Hong, G. Cerullo, F. X. Kaertner // *Laser and Photonics Reviews*. – 2015. – Vol. 9, Iss. 2. – P. 129–171.

48. Стрелков, В. В. Аттосекундные электромагнитные импульсы: генерация, измерение и применение. Генерация высоких гармоник интенсивного лазерного излучения для получения аттосекундных импульсов / Стрелков В. В., Платоненко В. Т., Стержантов А. Ф., Рябикин М. Ю. // Успехи физических наук. – 2016. – Т. 186, № 5. – С. 449–470.
49. Hassan, M. T. Optical attosecond pulses and tracking the nonlinear response of bound electrons / M. T. Hassan, T. T. Luu, A. Moulet, O. Raskazovskaya, P. Zhokhov, M. Garg, N. Karpowicz, A. M. Zheltikov, V. Pervak, F. Krausz, E. Goulielmakis // Nature. – 2016. – Vol. 530. – P. 66–70.
50. Rossi, G. M. Sub-cycle millijoule-level parametric waveform synthesizer for attosecond science / G. M. Rossi, R. E. Mainz, Y. Yang, F. Scheiba, M. A S. Toledo, S.-H. Chia, P. D. Keathley, S. Fang, O. D. Mücke, C. Manzoni, G. Cerullo, G. Cirmi, F. X. Kärtner // Nature Photon. – 2020. – Vol. 14, Iss. 10. – P. 629–635.
51. Wu, H.-C. Giant half-cycle attosecond pulses / H.-C. Wu, J. Meyer-ter-Vehn // Nature Photon. – 2012. – Vol. 6. – P. 304–307.
52. Xu, J. Terawatt-scale optical half-cycle attosecond pulses / J. Xu, B. Shen, X. Zhang, Y. Shi, L. Ji, L. Zhang, T. Xu, W. Wang, X. Zhao, Z. Xu // Scientific Reports. – 2018. – Vol. 8, № 2669. – P. 1–6.
53. Tibai, Z. Carrier-envelope-phase controlled attosecond pulse generation by undulator radiation / Z. Tibai, G. Tóth, A. Nagyváradi, A. Gyöngy, J. A. Fülöp, J. Hebling, G. Almási // Frontiers in Physics. – 2018. – Vol. 6, Article no. 140. – P. 1–7.
54. Arkhipov, M. V. Generation of unipolar half-cycle pulses via unusual reflection of a single-cycle pulse from an optically thin metallic or dielectric layer / M. V. Arkhipov, R. M. Arkhipov, A. V. Pakhomov, I. V. Babushkin, A. Demircan, U. Morgner, N. N. Rosanov // Optics Letters. – 2017. – Vol. 42. – P. 2189–2192.

55. Xu, Z. Isolated intense half-cycle attosecond pulse generation with orbital angular momentum / Z. Xu, B. Shen, L. Zhang, J. Xu, W. Gong // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. – 2021. – Vol. 63, № 3. – P. 1–21.
56. Архипов, Р. М. Униполярные и субцикловые предельно короткие импульсы: последние результаты и перспективы. (Миниобзор) / Р. М. Архипов, М. В. Архипов, А. В. Пахомов, Н. Н. Розанов // *Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 2023. – Т. 117, № 1–2 (1). – С. 10–28.
57. Arkhipov, R. M. Envelope area and electric pulse area interference in excitation of quantum systems by few-cycle attosecond light pulses / R. M. Arkhipov, M. V. Arkhipov, I. Babushkin, A. V. Pakhomov, N. N. Rosanov // *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*. – 2021. – Vol. 114, Iss. 5. – P. 298–303.
58. Arkhipov, R. M. Generation of isolated attosecond pulses with large electric area in a dense resonant medium / R. M. Arkhipov, M. V. Arkhipov, S. V. Fedorov, and N. N. Rosanov // *Optics and Spectroscopy*. – 2021. – Vol. 129, Iss. 10. – P. 1286–1292.
59. Balakin, A. A. Stable few-cycle out-of-phase solitons in a rectangular multi-core fiber / A. A. Balakin, S. A. Skobelev, and A. G. Litvak // *Optics letters*. 2023. – Vol. 48, Iss. 23. – P. 6208–6211.
60. Pakhomov, A. Coherent control of a multilevel resonant medium by subcycle pulses / A. Pakhomov, N. Rosanov, M. Arkhipov, R. Arkhipov // *Journal of the Optical Society of America B*. – 2024. – Vol. 41, Iss.1. – P. 46–54.
61. Rosanov, N. N. Formation of electromagnetic pulses with nonzero electrical area by media with ferromagnetism / N. N. Rosanov // *Optics letters*. – 2024. – Vol. 49, Iss. 6. – P.1493–1495.
62. Rosanov, N. N. Unipolar pulse of an electromagnetic field with uniform motion of a charge in a vacuum / N. N. Rosanov // *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*. – 2023. – Vol. 66, № 10. – P. 1059–1065.

63. Kalinovich, A. A. Generation of optical–terahertz solitons by a few–cycle laser pulse / A. A. Kalinovich, S. V. Sazonov // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics.* – 2024. – Vol. 88, № 1. – P. 49–55.
64. Xu, L. Generation of high–temporal–quality sub–two–cycle pulses by self–cleaning of spatiotemporal solitons in air–plasma channels / L. Xu, T. Xi // *Physical Review A.* – 2024. – Vol.109, Iss. 4. –P. 1–6.
65. Янюшкина, Н. Н. Усиление предельно коротких импульсов в графене в присутствии высокочастотного переменного поля / Н. Н. Янюшкина, М. Б. Белоненко, Н. Г. Лебедев // *Оптика и спектроскопия.* – 2010. – Т. 108, № 4. – С. 658–663.
66. Belonenko, M. B. Suppression of ultrashort pulse collapse by quantum fluctuations in Born–Infeld models from string theory and Heisenberg–Euler Lagrangian / M. B. Belonenko and N. N. Konobeeva // *Romanian Reports in Physics.* – 2022. – Vol. 74, Article 403. – P. 1–9.
67. Dvuzhilova, Y. V. Effect of a multilevel impurity on the dynamics of 3D extremely short optical pulse in a photonic crystal of carbon nanotubes / Y. V. Dvuzhilova, I. S. Dvuzhilov, N. N. Konobeeva, M. B. Belonenko // *Romanian Reports in Physics.* – 2023. – Vol. 75, Article no. 406. – P.1–8.
68. Belonenko, M. B. Propagation of ultrashort optical pulses in fractal objects / M. B. Belonenko, I. V. Zaporotskova, N. N. Konobeeva // *Symmetry.* – 2023. – Vol. 15, Article 1035. – P. 1–10.
69. Alhousen, G. A. Rectification of extremely short pulses in thin films of chiral nanotubes / G. A. Alhousen, N. N. Konobeeva, and M. B. Belonenko // *Modern Physics Letters B.* – 2023. –Vol. 37, № 29. – P. 1–6.
70. Sadykov, N.R. Terahertz radiation generation process in the medium based on the array of the noninteracting nanotubes / N. R. Sadykov, A. V. Aporoski, D. A. Peshkov // *Optical and Quantum Electronics.* – 2016. – V. 48. – Article no. 358.
71. Sadykov, N. R. Terahertz radiation generation process in the medium based on the array of the elongated nanoparticles / N. R. Sadykov, I. A. Pilipenko, S. E. Jolnirov // *Optical and Quantum Electronics.* – 2022. – V. 54. – Art. no 36.

72. Eilbeck, J. C. 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, R. K. Bullough // *Journal of Physics A: Mathematical, Nuclear and General*. – 1973. – Vol. 6. – P. 1337–1347.
73. Kujawski, A. Theory of self-induced transparency without the SVEA and RWA A / A. Kujawski // *Physica B: Condensed Matter*. – 1991. – Vol. 85. – P. 129–133.
74. Dodd, R. K. Solitons and Nonlinear Wave Equations / R. K. Dodd, J. C. Eilbeck, J. Gibbon, H. C. Morris. – New York: Academic, 1982. – 630 p.
75. Беленов, Э. М. Когерентное усиление импульсов нерезонансной двухуровневой средой / Э. М. Беленов, П. Г. Крюков, А. В. Назаркин, А.Н. Ораевский, А.В. Усков // *Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 1988. – Т. 47, № 9. – 442–444.
76. Беленов, Э. М. Динамика распространения и взаимодействия сгустков электромагнитного поля в двухуровневых средах / Э. М. Беленов, А. В. Назаркин, В. А. Ущаповский // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 1991. – Т. 100, № 3. – 762–755.
77. Козлов, С. А. Нелинейное распространение импульсов длительностью в несколько колебаний светового поля в диэлектрических средах / С. А. Козлов, С. В. Сазонов // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 1997. – Т. 111, № 2. – P. 404–418.
78. Schafer, T. Propagation of ultra-short optical pulses in cubic nonlinear media / T. Schafer, C. E. Wayne // *Physica D: Nonlinear Phenomena*. – 2004. – Vol. 196, Iss. 1–2. – P. 90–105.
79. Sakovich, A. Solitary wave solutions of the short pulse equation / A. Sakovich, S. Sakovich // *Journal of Physics A: Mathematical and General*. – 2006. – Vol. 39, Iss. 22. – P. L361–L367.
80. Matsuno, Y. A novel multi-component generalization of the short pulse equation and its multisoliton solutions / Y. Matsuno // *Journal of Mathematical Physics*. – 2011. – Vol. 52 (12). – P. 1–23.

81. Сазонов, С. В. Солитоноподобное распространение широкополосных терагерцевых импульсов в системе туннельных переходов / С. В. Сазонов // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2014. – Т. 146, № 3. – С. 483–499.
82. Сазонов, С. В. О нелинейном распространении предельно коротких импульсов в оптически одноосных средах / С. В. Сазонов, А. Ф. Соболевский // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2003. – Т. 123, № 6. – С. 1160–1178.
83. Сазонов, С. В. Резонанс Захарова–Бенни как механизм генерации предельно коротких импульсов в одноосных кристаллах / С. В. Сазонов, А. Ф. Соболевский // Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2002. – Т. 75, № 12. – С. 746–749.
84. Iijima, S. Helical microtubules of graphitic carbon / S. Iijima // Nature. – 1991. – Vol. 354. – P. 56–58.
85. Дьячков, П. Н. Углеродные нанотрубки: строение, свойства, применения / П. Н. Дьячков. – М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2006. – 293 с.
86. Дьячков, П. Н. Электронные свойства и применение нанотрубок / П. Н. Дьячков. – М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2010. – 488 с.
87. Елецкий, А. В. Механические свойства углеродных наноструктур и материалов на их основе / А. В. Елецкий // Успехи физических наук. – 2007. – Т. 177, № 3. – С. 233–274.
88. Елецкий, А. В. Сорбционные свойства углеродных наноструктур / А. В. Елецкий // Успехи физических наук. – 2004. – Т. 174, № 11. – С. 1191–1231.
89. Елецкий, А. В. Транспортные свойства углеродных нанотрубок / А. В. Елецкий // Успехи физических наук. – 2009. – Т. 179, № 3. – С. 225–242.
90. Елецкий, А. В. Углеродные нанотрубки / А. В. Елецкий // Успехи физических наук. – 1997. – Т. 167, № 9. – С. 945–972.
91. Елецкий, А. В. Углеродные нанотрубки и их эмиссионные свойства / А. В. Елецкий // Успехи физических наук. – 2002. – Т. 172, № 4. – С. 401–438.

92. Елецкий, А. В. Фуллерены и структуры углерода / А. В. Елецкий, Б. М. Смирнов // *Успехи физических наук.* – 1995. – Т. 165, № 9. – С. 977–009.
93. Елецкий, А. В. Эндоедральные структуры / А. В. Елецкий // *Успехи физических наук.* – 2000. – Т. 170, № 2. – С. 113–142.
94. Ивановский, А. Л. Квантовая химия в материаловедении. Нанотубулярные формы вещества / А. Л. Ивановский. – Екатеринбург: Изд-во УрО РАН, 1999. – 172 с.
95. Лозовик, Ю. Е. Образование и рост углеродных наноструктур – фуллеренов, наночастиц, нанотрубок и конусов / Ю. Е. Лозовик, А. М. Попов // *Успехи физических наук.* – 1997. – Т. 167, № 7. – С. 751–754.
96. Елецкий, А. В. Углеродные нанотрубки / А. В. Елецкий // *УФН.* – 1997. – Т. 167, № 7. – С. 945-972.
97. Reich, S. Carbon nanotubes. Basic concepts and physical properties / S. Reich, C. Thomsen, J. Maultzsch. – Berlin: Wiley–VCH, 2003. – 218 p.
98. Kumanek, B. Thermal conductivity of carbon nanotube networks: a review / B. Kumanek, D. Janas // *Journal of Materials Science.* – 2019. – Vol. 54. – P. 7397–7427.
99. Hong, S. Carbon nanotube fibers with high specific electrical conductivity: Synergistic effect of heteroatom doping and densification / S. Hong, J. Nam, S. Park, D. Lee // *Carbon.* – 2021. – Vol. 184. – P. 207–213.
100. Guo, H. Highly flexible carbon nanotubes/aramid nanofibers composite papers with ordered and layered structures for efficient electromagnetic interference shielding / H. Guo, Y. Li, Y. Ji, Y. Chen // *Composites Communications.* – 2021. – Vol. 27. – P. 1–7.
101. Liang, Y. Elastic properties of carbon nanotubes / Y. Liang, Q. Han, H. Xin // *Journal of Computational and Theoretical Nanoscience.* – 2013. – Vol. 10, № 5. – P. 1061–1071.
102. Wu, T. Carbon nanotube springs with high tensile strength and energy density / T. Wua, J. Nong Wang // *RSC Advances.* – 2016. – Vol. 6. – P. 1–7.

103. Deng, L. Coefficient of thermal expansion of carbon nanotubes measured by Raman spectroscopy / Libo Deng, Robert J. Young, Ian A. Kinloch // *Applied Physics Letters*. – 2014. – Vol. 104. – P. 1–5.
104. Sun, L. Roles of carbon nanotubes in novel energy storage devices / L. Sun, X. Wang, Y. Wang, Q. Zhang // *Carbon*. – 2017. – Vol. 122. – P. 462–474.
105. Peng, J. Vertically oriented carbon nanotubes for thermal management / J. Peng, Y. Zhou, L. Su, H. Xie, R. Xia, B. Wu, J. Qian, L. Miao // *ACS Appl. Nano Mater.* – 2025. – V. 8. – Issue 6. – P. 3219–3226.
106. Bourgoin, J.-P. Recent advances in molecular electronics based on carbon nanotubes / J.-P. Bourgoin, S. Campidelli, P. Chenevier, V. Derycke, A. Filoramo, M. F Goffman // *Chimia*. – 2010. – Vol. 64, № 6. – P. 414–20.
107. Andrade, L. A. Biomedical applications of carbon nanotubes: A systematic review of data and clinical trials / L. R. M. de Andrade, L. N. Andrade, J. O. Bahu, V. O. C. Concha // *Journal of drug delivery science and technology*. – 2024. – Vol. 99. – P. 1–13.
108. Ajayan, P.M. Aligned carbon nanotubes in a thin polymer film / P.M. Ajayan, O. Stephan, C. Colliex, D. Trauth // *Science*. – 1994. – Vol. 265. – P. 1212–1214.
109. Yim, Y.J. Carbon nanotube/polymer composites for functional applications / Y.J. Yim, Y.-H. Yoon, S.-H. Kim, J.-H. Lee, D.-C. Chung, B.-J. Kim // *Polymers*. – 2025. – Vol. 17. – Issue 1. – P. 119.
110. Terzaki, K. Polymer processing through multiphoton absorption / K. Terzaki, M. Farsari // *Polymer and photonic materials towards biomedical breakthroughs. Micro- and opto-electronic materials, structures, and systems* / eds.: Van Hoorick J., Ottevaere H., Thienpont H. [et al.]. – Cham: Springer, 2018. – 49–69.
111. Hartveit, E. Multiphoton microscopy / E. Hartveit. – New York: Humana New York, 2019. – 364 p.
112. Loon, M. A. W. Giant multiphoton absorption for THz resonances in silicon hydrogenic donors / M. A. W. van Loon, N. Stavrias, N. H. Le, K. L. Litvinenko,

- P. T. Greenland, C. R. Pidgeon, K. Saeedi, B. Redlich, G. Aepli, B. N. Murdin // *Nature Photonics*. – 2018. – Vol. 12. – P. 179–184.
113. Zhou, F. Perovskites: multiphoton absorption and applications / F. Zhou, X. Ran, D. Fan, S. Lu // *Advanced Optical Materials*. – 2021. - Vol. 9, Iss. 23. – P. 1–21.
114. Rebane, A. Multiphoton spectroscopy: An optical window into molecular electrostatics / A. Rebane // *EPJ Web of Conferences*. – 2018. – Vol. 190. – P. 1–2.
115. Cai, X. Recent progress of photodetector based on carbon nanotube film and application in optoelectronic integration / X. Cai, S. Wang, L.-M. Peng // *Nano Research Energy*. – 2023. – Vol. 2. – Art. no. e9120058.
116. Burdanova, M. G. Ultrafast, high modulation depth terahertz modulators based on carbon nanotube thin films / M. G. Burdanova, G. M. Katyba, R. Kashtiban, G. A. Komandin, E. Butler-Caddle, M. Staniforth, A. A. Mkrtchyan, D. V. Krasnikov, Y. G. Gladush, J. Sloan, A. G. Nasibulin, J. Lloyd-Hughes // *Carbon*. – 2021. – Vol. 173. – P. 245-252.
117. Set, S. Y. Laser Mode locking using a saturable absorber incorporating carbon nanotubes / S. Y. Set, H. Yaguchi, Y. Tanaka, M. Jablonski // *Journal of Lightwave Technology*. – 2004. – Vol. 22, Issue 1. – P. 51-56.
118. Ismaeel, A. Self – assembled aligned single – walled carbon nanotubes as an anisotropic polarizer and saturable absorber in erbium-doped femtosecond fiber laser / A. Ismaeel, F. Yan, A. Y. Fedorenko, I. O. Orekhov, S. G. Sazonkin, D. A. Dvoretzkiy, I. K. Denisov, V. E. Karasik, N. R. Arutyunyan, E. D. Obraztsova // *Carbon*. – 2024. – P. 119672.
119. Wang, R. Mechanisms and applications of carbon nanotubes in terahertz devices: A review / R. Wang, L. Xie, S. Hameed, C. Wang, Y. Ying // *Carbon*. – 2018. – Vol. 132. – P. 42-58.
120. Birkmeier, K. Probing the ultrafast dynamics of excitons in single semiconducting carbon nanotubes / K. Birkmeier, T. Hertel, A. Hartschuh // *Nature Communications*. – 2022. – Vol. 13. – Art. no. 6290.

121. Saaskilahti K. Frequency-dependent phonon mean free path in carbon nanotubes from nonequilibrium molecular dynamics / K. Saaskilahti, J. Oksanen, S. Volz, J. Tulkki // *Phys. Rev. B.* – 2015. – Vol. 91. – Art. no. 115426.
122. Акимов, Д.А. Генерация второй и третьей оптических гармоник при прохождении фемтосекундных импульсов через систему углеродных нанотрубок / Д. А. Акимов, М. В. Алфимов, С. О. Коноров, А. А. Иванов, С. Ботти, А. А. Подшивалов, Р. Чиарди, Л. Де Доминичес, Л. С. Асилян, Р. Фантони, А. М. Желтиков // *Журнал экспериментальной и теоретической физики.* – 2004. – Т. 125. – Вып. 2. – С. 247-255.
123. Делоне, Н. Б. Многофотонные процессы / Н. Б. Делоне // *Соровский образовательный журнал.* – 1996. – № 3. – С. 75–81.
124. Deng, X. Translocation and fate of multi-walled carbon nanotubes in vivo / X Deng., G. Jia, H. Wang, H. Sun // *Carbon.* – 2007. – Vol. 45, Iss. 7. – P. 1419–1424.
125. Osswald, S. In situ Raman spectroscopy study of oxidation of double- and single-wall carbon nanotubes / S. Osswald, E. Flahaut, Y. Gogotsi // *Chemistry of Materials.* – 2006. – Vol. 18, № 6. – P. 1525–1533.
126. Yang, Q. Grafting polymers onto carbon black surface by trapping polymer radicals / Q. Yang, L. Wang, W. Xiang, J. Zhou, J. Li // *Polymer.* – 2007. – Vol. 48, Iss. 10. – P. 2866–2873.
127. Boyd, R.W. *Nonlinear Optics* / R.W. Boyd. Academic Press: San Diego, 1992. – 620 p.
128. Shen, Y. R. *The principles of nonlinear optics* / Y. R. Shen. – New York: John Wiley and Sons, 1984. – 576 p.
129. Pattanaik, H. S. Enhancement of two-photon absorption in quantum wells for extremely nondegenerate photon pairs / H. S. Pattanaik, M. Reichert, J. B. Khurgin, D. J. Hagan, E. W. Van Stryland // *IEEE Journal of Quantum Electronics.* – 2015. – Vol. 52, № 3. – P. 1–25.

130. Baydin, A. Carbon nanotube devices for quantum technology / A. Baydin, F. Tay, J. Fan, M. Manjappa, W. Gao, J. Kono // *Materials*. – 2022. – Vol. 15, Iss. 4. – P. 1535.
131. Chen, Y. C. Ultrafast optical switching properties of single-wall carbon nanotube polymer composites at 1.55 μ m / Chen Y. C., Raravikar N. R., Schadler L. S.[et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2002. – Vol. 81. –P. 975–977.
132. Durán-Valdeiglesias, E. Tailoring carbon nanotubes optical properties through chirality-wise silicon ring resonators / E. Durán-Valdeiglesias, W. Zhang, C. Alonso-Ramos, S. Serna, X. Le Roux, D. Maris-Morini, N. Caselli, F. Biccari, M. Gurioli, A. Filoramo, E. Cassan, L. Vivien // *Scientific Reports*. –2018. – Vol. 8. – Article no. 11252. – P. 1–9.
133. Kim, H. Spirally wrapped carbon nanotube microelectrodes for fiber optoelectronic devices beyond geometrical limitations toward smart wearable E-textile applications / Kim H., Kang T.-H., Ahn J. [et al.] // *ACS Nano*. – 2020. – Vol.14, № 12. – P. 17213–17223.
134. Li, Y.-T. A review on low-dimensional novel optoelectronic devices based on carbon nanotubes / Y.-T. Li, K. Sun, D. Luo, Y.-M. Wang // *AIP Advances*. – 2021. – Vol. 11. – P. 1–21.
135. Scarselli, M. Electronic and optoelectronic nano-devices based on carbon nanotubes / M. Scarselli, P. Castrucci, M. De Crescenzi // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 2012. – Vol. 24, № 31. – P. 1–36.
136. Kamaraju, N. Large nonlinear absorption and refraction coefficients of carbon nanotubes estimated from femtosecond -scan measurements / N. Kamaraju, S. Kumar, A. K. Sood, S. Guha, S. Krishnamurthy, C. N. R. Rao // *Physics–Uspekhi*. – 2007. – Vol. 91. – Art.no. 251103.
137. Shi, J. Synthesis and nonlinear optical properties of semiconducting single-walled carbon nanotubes at 1 μ m / J. Shi, H. Chu, Y. Li, X. Zhang, H. Pan, D. Li // *Nanoscale*. – 2019. – Vol. 11. – P. 7287.

138. Anand, B. Improved optical limiting in dispersible carbon nanotubes and their metal oxide hybrids / B. Anand, S. A. Ntim, V. S. Muthukumar, S. S. S. Sai, R. Philip, S. Mitra // *Carbon*. – 2011. – Vol. 49 (14). – P. 4767-4777.
139. Garc'ia-Vidal, F.J. Effective medium theory of the optical properties of aligned carbon nanotubes / F.J. Garc'ia-Vidal, J.M. Pitarke, J.B. Pendry // *Phys. Rev. Lett.* – 1997. – Vol. 78. – P. 4289-4292.
140. Басс, Ф. Г. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками / Ф. Г. Басс, А. А. Булгаков, А. П. Тетервов. – М.: Наука, 1989. – 288 с.
141. Matsuda, Y. Definitive band gaps for single-wall carbon nanotubes / Y. Matsuda, J. Tahir-Kheli, W.A. Goddard // *J. Phys. Chem. Lett.* – 2010. – 1. – Issue 19. – P. 2946–2950.
142. Hueting, R. J. E. Electrostatic doping and devices / R. J. E. Hueting, G. Gupta // *Springer handbook of semiconductor devices*. (Springer, Cham). – 2022. – Vol. 11. –P. 371-389.
143. Cristoloveanu, S. The concept of electrostatic doping and related devices / S. Cristoloveanu, K. H. Lee, H. Park, M. S. Parihar // *Solid State Electronics*. – 2019. – Vol. 155. – P. 32-43.
144. Duclaux, L. Review of the doping of carbon nanotubes (multiwalled and single-walled) / L. Duclaux // *Carbon*. – 2002. – Vol. 40 (10). – P. 1751-1764.
145. Kharlamova, M. V. Doping of single-walled carbon nanotubes controlled via chemical transformation of encapsulated nickelocene / M. V. Kharlamova, M. Sauer, T. Saito, Y. Sato, K. Suenaga, T. Pichler, H. Shiozawa // *Nanoscale*. – 2015. – Vol. 7, № 4. – P. 1383-1391.
146. Paukov, M. I. Exploring stable hot carrier multiplication in filled carbon nanotubes // M. I. Paukov, S. Sun, A. A. Vorfolomeeva, A. V. Syuy, R. I. Romanov, M. S. Mironov, A. A. Vyshnevyy, G. A. Komandin, L. G. Bulusheva, A. V. Okotrub, A. V. Arsenin, V. Volkov, Y. Zhang, M. G. Burdanova // *Carbon*. – 2024. – Vol. 230. – P. 119580.

147. Britnell, L. Field-effect tunneling transistor based on vertical graphene heterostructures / L. Britnell, R. V. Gorbachev, R. Jalil, B. D. Belle, F. Schedin, A. Mishchenko, T. Georgiou, M. I. Katsnelson, L. Eaves, S. V. Morozov, N. M. R. Peres, J. Leist, A. K. Geim, K. S. Novoselov, L.A. Ponomarenko // *Science*. – 2012 – Vol. 335, Issue 6071. – P. 947-950.
148. Bishop, M. D. Fabrication of carbon nanotube field-effect transistors in commercial silicon manufacturing facilities // M. D. Bishop, G. Hills, T. Srimani, C. Lau, D. Murphy, S. Fuller, J. Humes, A. Ratkovich, M. Nelson, M. M. Shulaker // *Nature Electronics*. – 2020. – Vol. 3 (8). – P. 492-501.
149. Sze, S. M. *Physics of semiconductor devices* / S. M. Sze, K. K. Ng. – Hoboken: John Wiley & Sons, 1968. – 812 p.
150. Somvanashi, D. Nature of carrier injection in metal/2d-semiconductor interface and its implications for the limits of contact resistance / D. Somvanashi, S. Kallatt, C. Venkatesh, S. Nair, G. Gupta, J. K. Anthony, D. Karmakar, K. Majumdar // *Physical Review B Solid State*. – 2017. – Vol. 96. – 205423.
151. Fedorov, E. G. Asymptotic dynamics of three-dimensional bipolar ultrashort electromagnetic pulses in an array of semiconductor carbon nanotubes / E. G. Fedorov, A. V. Zhukov, R. Bouffanais, B. A. Malomed, H. Leblond, D. Mihalache, N.N. Rosanov, M. B. Belonenko, T. F. George // *Optics Express*. – 2019. – Vol. 27. – Issue 20. – P. 27592–27609.
152. Осипов, В. А. Полиацетилен и двумерные модели квантовой теории поля / В. А. Осипов, В. К. Федянин. – Дубна: ИОЯИ, 1985.
153. Lange, I. Bend bending in conjugated polymer layers / I. Lange, J.C. Blakesley, J. Frisch, A. Vollmer, N. Koch, D. Neher // *Physical Review Letters*. – 2011. – Vol. 106(21). – Art. no. 216402.
154. Thomas, J. W. *Numerical partial differential equations: finite difference methods* / J. W. Thomas. – New York: Springer, 1995. – 457 p.
155. Zaidi, B. Carbon nanotube based nanocomposites for photovoltaic application: functionalization, structural and optical properties / B. Zaidi, N.

- Smida, M. G. Althobaiti, A. G. Aldajani, S. D. Almdhaibri // *Polymers*. – 2022. – Vol. 14, № 6, Article no. 1093. – P. 1–26.
156. Arkhipov, R. M. Generation of unipolar pulses in nonlinear media / R. M. Arkhipov, A. V. Pakhomov, M. V. Arkhipov, I. Babushkin, Yu. A. Tolmachev, N. N. Rosanov // *JETP Letters*. – 2017. – Vol. 105, № 6. – P. 408–418.
157. Pakhomov, A. V. Time integration and differentiation of extremely short pulses in thin conducting films / A. V. Pakhomov, R. M. Arkhipov., M. V. Arkhipov, N. N. Rosanov // *Proceedings of the XXXIII All–Russian school–seminar «Wave phenomena: physics and applications» named after Professor A. P. Sukhorukov–Mozhaisk, 2022*. – P. 19–21.
158. Табулина, Л. В. Особенности очистки углеродных нанотрубок от примесей после их синтеза / Л. В. Табулина, Т. Г. Русальская, Б. Г. Шулицкий Ю. П. Шаман, И. В. Комиссаров, А. Г. Кароза // *Известия вузов. Химия и химические технологии*. – 2017. – Т. 60, Вып. 6. – С. 89–94.
159. Feng, Y. Removal of some impurities from carbon nanotubes / Y. Feng, G. Zhou, G. Wang, M. Qu // *Chemical Physics Letters*. – 2003. – Vol. 375. – P. 645–648.
160. Avouris, P. Carbon–nanotube photonics and optoelectronics / P. Avouris, M. Freitag, V. Perebeinos // *Nature Photonics*. – 2008. – Vol. 2, № 6. – P. 341–350.
161. Chernysheva, M. Carbon nanotubes for ultrafast fibre lasers / M. Chernysheva, A. Rozhin, Y. Fedotov, C. Mou // *Nanophotonics*. – 2017. – Vol. 6, № 1. – P. 1–30.
162. Yamashita, D. Waveguide coupled cavity–enhanced light emission from individual carbon nanotubes / D. Yamashita, H. Machiya, K. Otsuka, A. Ishii // *APL Photonics*. – 2021. – Vol. 6. – P. 1–6.
163. Kieu, K. Generation of few–cycle pulses from an amplified carbon nanotube mode–locked fiber laser system / K. Kieu, R. J. Jones and N. Peyghambarian // *IEEE Photonics Technology Letters*. – 2010. – Vol. 22, № 20. – P. 1521–1523.

164. Cortijo, A. Geometrical and topological aspects of graphene and related materials / A. Cortijo, F. Guinea, M.A.H. Vozmediano // *J. Phys. A: Math. Theor.* – 2012. – Vol. 45. – Art. no. 383001.
165. Федоров, Э. Г. Двумерные электромагнитные бризеры в массиве углеродных нанотрубок с многоуровневыми примесями / Э. Г. Федоров, Н. Н. Конобеева, М. Б. Белоненко // *Химическая физика.* – 2014. – Т. 33, № 5. – С. 96–103.
166. Belonenko, M. B. Electromagnetic solitons in a system of carbon nanotubes/ M. B. Belonenko, E. V. Demushkina, N. G. Lebedev // *Journal of Russian Laser Research.* – 2006. – Vol. 27. – P. 457–465.
167. Матвеев, А. Н. Оптика / А. Н. Матвеев. – М.: Высшая школа, 1985. – 352 с.
168. Халяпин, В. А. Об аналитических подходах, описывающих динамику пучка, распространяющегося в режиме многофотонной ионизации / В. А. Халяпин, А. Н. Бугай // *Известия РАН. Серия физическая.* – 2022. – Т. 86, № 1. – С. 29–34.
169. Popov, A. S. Light bullet passing an array of carbon nanotubes with metallic mesh irregularities / A. S. Popov, M. B. Belonenko, N. G. Lebedev, A. V. Zhukov, M. Paliy // *The European Physical Journal D.* – 2011. – Vol. 65. – P. 635–640.
170. Лифшиц, Е. М. Физическая кинетика / Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский. – М.: Наука, 1979. – 527 с.
171. Yoon, M. Improved electrical conductivity of copper and nitrogen functionalized carbon nanotubes / M. Yoon, G.D. Samolyuk, K. Li, J.A. Hayne, T. Aytug // *arXiv:2408.02884v1.* – 2024.

ПРИЛОЖЕНИЕ А. Свидетельства о регистрации программы для ЭВМ

РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



СВИДЕТЕЛЬСТВО
о государственной регистрации программы для ЭВМ
№ 2021681967

Программа расчета рассеяния предельно короткого импульса на металлической неоднородности в среде углеродных нанотрубок

Правообладатель: *Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования "Волгоградский государственный университет" (RU)*

Авторы: *Двужилов Илья Сергеевич (RU), Двужилова Юлия Владимировна (RU), Белоненко Михаил Борисович (RU), Белибихин Сергей Викторович (RU)*

Заявка № 2021681069
Дата поступления 20 декабря 2021 г.
Дата государственной регистрации в Реестре программ для ЭВМ 28 декабря 2021 г.

Руководитель Федеральной службы по интеллектуальной собственности


Г.П. Изrael



РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



СВИДЕТЕЛЬСТВО

о государственной регистрации программы для ЭВМ

№ 2022618244

**Программа расчета динамики предельно коротких
оптических импульсов в оптически анизотропной среде
с углеродными нанотрубками с учетом многофотонного
поглощения**

Правообладатель: *Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего образования
"Волгоградский государственный университет" (RU)*

Авторы: *Конобеева Наталья Николаевна (RU), Белоненко
Михаил Борисович (RU), Белибихин Сергей Викторович (RU)*



Заявка № 2022613468

Дата поступления 15 марта 2022 г.

Дата государственной регистрации
в Реестре программ для ЭВМ 05 мая 2022 г.

*Руководитель Федеральной службы
по интеллектуальной собственности*

Электронная подпись
Сертификат 88200375-5-1803044e200414545c7
Идентификатор: 88200375-5-1803044e200414545c7
Действителен с 20.05.2022

Ю.С. Зубов