

На правах рукописи

Чжэн Цзяньган

**ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ЖЕСТКО
СФОКУСИРОВАННЫХ МЕГАВАТТНЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ
СВЕТОВЫХ ПАКЕТОВ В ПРОЗРАЧНОЙ КОНДЕНСИРОВАННОЙ
СРЕДЕ. УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ МИКРОМОДИФИКАЦИЙ
СРЕДЫ**

Специальность 01.04.21 – лазерная физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва
2007

Работа выполнена на физическом факультете Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова.

Научный руководитель: доктор физико-математических наук, профессор
Платоненко Виктор Трифонович

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, профессор
Сухоруков Анатолий Петрович

кандидат физико-математических наук
Семиногов Владимир Николаевич

Ведущая организация: Институт спектроскопии РАН

Защита состоится 18 октября 2007 г. в 16⁰⁰ часов на заседании диссертационного совета Д 501.001.31 при Московском государственном университете им. М.В. Ломоносова по адресу: 119991 ГСП-1 Москва, Ленинские горы, МГУ, физический факультет, КНО, аудитория им. С.А. Ахманова.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова.

Автореферат разослан сентября 2007 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 501.001.31
кандидат физ.-мат. наук, доцент

Т.М. Ильинова

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

Распространение жестко сфокусированных мегаваттных фемтосекундных световых пакетов в прозрачных конденсированных средах сопровождается множеством нелинейных явлений [1,2], при которых изменения пространственной, временной и спектральной структур световых пакетов оказываются взаимосвязанными и протекают одновременно. В различных условиях эти явления приводят к генерации суперконтинуума [3-9], микро- и наномодификации материалов [10-20], образованию трехмерных структур в объеме сплошной среды [10, 21-24] и другим эффектам.

В настоящее время изучение новых нелинейных эффектов, возникающих при фокусировке фемтосекундных световых пакетов в прозрачных конденсированных средах, является активной областью исследований, высокий технологический потенциал которой определяется, главным образом, возможностью быстрого и высокоточного объемного структурирования сплошных сред [12, 22, 25, 26]. Экспериментальное исследование процессов, протекающих при этом внутри прозрачной среды, является трудноразрешимой задачей. Обычно в экспериментах регистрируются энергия прошедшего через образец импульса [27, 28], форма импульса [29, 30] и форма его спектра [30, 31], а также исследуются остаточные изменения материала [32-34]. Сложная пространственно-временная динамика сфокусированных световых пакетов при их распространении в объемной нелинейной среде, как правило, анализируется с помощью численного решения обобщенного нелинейного уравнения Шредингера (НУШ) [6, 9, 35, 36]. При этом предметом численных исследований обычно являются параметры волны на оси пучка, но не их распределение по сечению пучка и направлениям распространения излучения. Такой подход оправдан лишь при исследовании режимов, в которых реализуется филаментация пучка на относительно большой длине, например, на длине, многократно превосходящей длину перетяжки исходного пучка. Именно режимам филаментации посвящено наибольшее число теоретических работ.

При жесткой фокусировке пучка с мощностью, превышающей критическую мощность самофокусировки в небольшое число раз, перераспределение энергии по сечению пучка оказывается неадиабатическим и может приводить не к филаментации, а к взрывообразной ионизации вещества, протекающей в предфокальной области и ограничивающей интенсивность за счет поглощения и

дефокусировки пучка. Плотность плазмы в этой области может достигать высоких значений, близких к критической плотности (и даже несколько выше [19]) и достаточных для последующего разрушения материала. В то же время размеры сильно ионизированной области остаются относительно небольшими. Значительные фазовые искажения, испытываемые светом в этой области, приводят к существенному увеличению расходимости пучка и уширению спектра.

С точки зрения технологических применений, значительный интерес представляет режим однократной фокусировки пучков с до- и закритической мощностью, как наиболее просто управляемый и обеспечивающий наибольшую плотность энерговыделения и наименьшие геометрические размеры микроплазменных образований.

В настоящей работе с помощью численных расчетов проанализирована эволюция пространственно-временной структуры жестко сфокусированных (угол дифракционной расходимости пучка $\theta \sim 0.1$ рад) фемтосекундных (длительность импульса $\tau_0 \sim 100$ фс) световых пакетов, распространяющихся в прозрачных конденсированных средах (плавленом кварце, кристаллах KDP и LiF, воде). Основное внимание уделено взаимосвязи между пространственной и спектрально-временной структурой волновых пакетов, подвергшихся нелинейным самовоздействиям, а также возможности управления параметрами локальных модификаций среды (геометрическими размерами и положением, а также максимальной концентрацией свободных электронов в области интенсивного плазмообразования) в режиме однократной фокусировки.

Цели работы

1. Разработка теоретической модели для описания распространения жестко сфокусированного фемтосекундного светового пакета в нелинейной конденсированной среде

2. Исследование взаимосвязи между пространственной и спектрально-временной структурой волновых пакетов, подвергшихся нелинейным самовоздействиям в конденсированной прозрачной среде, и возможности использования таких взаимосвязей для получения сверхкоротких световых импульсов

3. Изучение зависимости параметров микроплазмы (плотность, геометрия, положение в пространстве), формирующейся под воздействием лазерного импульса в объеме прозрачной конденсированной среды, от начальных

параметров света. Исследование возможности управления параметрами микромодификаций среды.

Научная новизна

1. Обнаружена возможность формирования сверхкоротких световых импульсов при распространении жестко сфокусированного фемтосекундного светового пакета в нелинейной конденсированной среде.

2. Исследована зависимость предельной интенсивности лазерного импульса и предельной плотности электронов в области плазмообразования от дифракционной длины пучка и мощности исходного импульса.

3. Исследована зависимость геометрических размеров и положения области плазмообразования от дифракционной длины пучка и мощности исходного импульса.

Практическая ценность

Показано, что при воздействии жестко сфокусированным фемтосекундным световым пакетом на прозрачную конденсированную среду возможно формирование импульсов с длительностью, в несколько раз меньшей длительности исходного импульса, и мощностью порядка мощности исходного импульса.

Продемонстрирована возможность управления параметрами остаточных микромодификаций среды с помощью изменения параметров падающего лазерного пучка. Результаты проведенных численных исследований могут быть использованы для оптимизации параметров экспериментов, направленных на разработку методов быстрого высокоточного объемного микро- и наноструктурирования сплошных сред.

Личный вклад

Все результаты численных расчетов получены лично автором или при его определяющем участии.

Защищаемые положения

1. При фиксированной мощности фемтосекундного лазерного импульса, превышающей критическую мощность самофокусировки, пропускание света слоем диэлектрика уменьшается с ростом числовой апертуры фокусирующей оптики.

2. При фиксированных мощности и числовой апертуре фокусирующей оптики предельная интенсивность излучения в прозрачной конденсированной среде и предельная концентрация свободных электронов возрастают с уменьшением длины волны света

3. Нелинейные самовоздействия фемтосекундных световых пакетов в прозрачной конденсированной среде приводят к формированию сверхкоротких световых импульсов, распространяющихся в направлениях, отличных от оси падающего пучка.

4. В однофокусном режиме распространения фемтосекундного светового пакета формирование плазмы в прозрачной диэлектрике происходит в малой области, длина и диаметр которой увеличиваются с увеличением мощности. Предельная концентрация электронов в этой области практически не зависит от мощности лазерного импульса, но увеличивается с ростом числовой апертуры фокусирующей оптики.

Апробация работы и публикации

Соискатель является соавтором докладов, представленных на следующих научных конференциях: международная конференция по когерентной и нелинейной оптике ICONO-LAT/2007 (Минск, Белоруссия, 2007), международная конференция по лазерам и электрооптике CLEO-Europe/IQEC (Мюнхен, Германия, 2007), 16-ый международный симпозиум по лазерной физике LPHYS'2007 (Леон, Мексика, 2007). По материалам диссертации опубликовано четыре печатных работы: одна статья в реферируемом журнале «Письма в ЖЭТФ» и три публикации в сборниках трудов конференций. Список публикаций автора приведен в конце автореферата.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, трёх глав, заключения, приложения и списка литературы. Объем работы составляет 114 страниц, включая 43 рисунка.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во **введении** обсуждается научная значимость и актуальность темы работы, формулируются цели работы и защищаемые положения.

Первая глава содержит литературный обзор по некоторым вопросам,

связанным с самофокусировкой светового пучка, ионизацией и модификацией среды, физико-математическую модель распространения лазерного пакета в нелинейной среде, в том числе пределы применимости модели, описание численного метода решения уравнения распространения лазерного пакета и схему численного эксперимента.

Вторая глава посвящена исследованию пространственно-временной эволюции светового пакета при его распространении в нелинейной среде. В **разделе 2.1** представлена зависимость пороговой мощности в режиме однофокусного распространения пучка от дифракционной длины в плавленом кварце при длине волны света $\lambda_0=0.78\text{мкм}$. Сделан вывод о том, что пороговая мощность однофокусного распространения пучка уменьшается с ростом дифракционной длины. При большой дифракционной длине ($z_0/z_d \leq 1.2$, где z_0 -расстояние с входной плоскости до невозмущенного фокуса маломощного пучка, z_d -дифракционная длина) эта пороговая мощность может быть оценена по формуле $P_0 = \left[2(z_0/z_d)^2 + 1\right]P_{cr}$ (см. рис. 1.), где $P_{cr} \approx \lambda_v^2 / 2\pi n_0 n_2$ - критическая мощность самофокусировки.

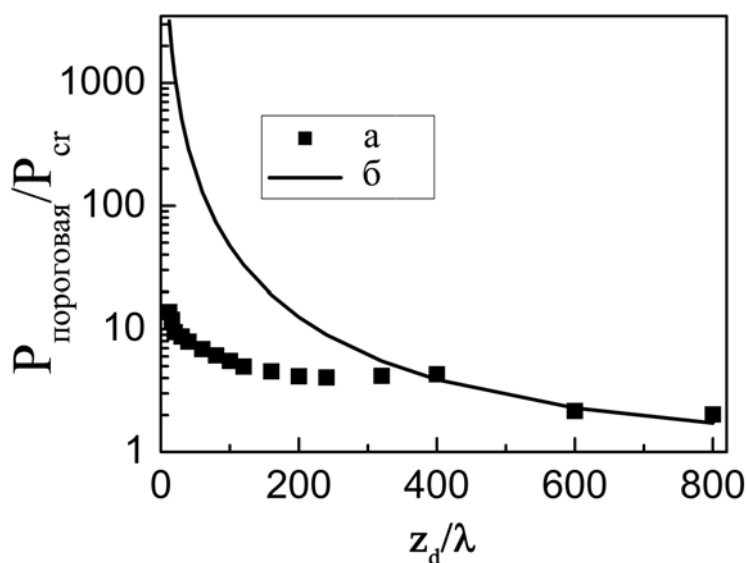


Рис. 1. Зависимость пороговой мощности однофокусного режима распространения света ($\lambda_0=0.78\text{мкм}$) в среде (плавленый кварц) от дифракционной длины пучка:
 а. данные численного расчета,
 б. оценки по аналитической формуле

В **разделе 2.2** исследовано распределение энергии лазерного пакета вдоль направления распространения при различных значениях дифракционной длины пучка и входной энергии светового пакета. Получен вывод о том, что при фиксированной дифракционной длине пучка в среде пропускание уменьшается с увеличением входной энергии пакета (см. рис. 2.). При фиксированной входной энергии пакета пропускание энергии уменьшается с уменьшением дифракционной длины пучка (см. рис. 3.).

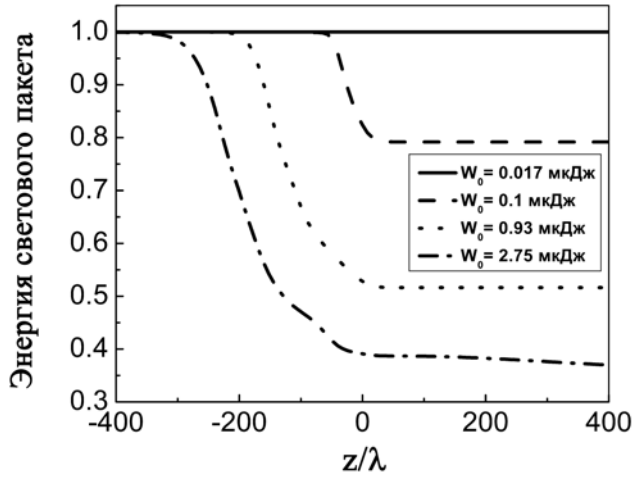


Рис. 2. Изменение полной энергии света в среде (в единицах входной энергии лазерного пучка W_0) вдоль координаты z , рассчитанное при различных значениях входной энергии светового пакета ($z_d=40\lambda_0$, $\lambda_0=0.78$ мкм, $\tau=60$ фс).

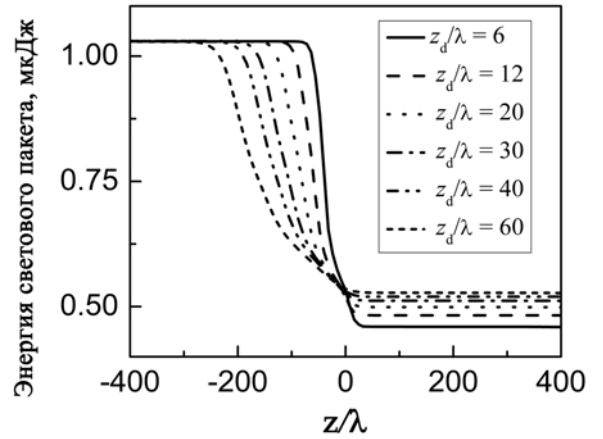


Рис. 3. Зависимость полной энергии света в среде (плавленом кварце) от координаты z при различных значениях дифракционной длины пучка, указанных на рисунке. Параметры входного светового пакета: $W_0 = 1.03$ мкДж, $\lambda_0=0.78$ мкм, $\tau=60$ фс.

В разделе 2.3 исследована зависимость предельной интенсивности светового пакета в среде от дифракционной длины пучка и входной мощности импульса. Обнаружено, что по достижении предельного значения (I_{\max} , как показано на рис. 4) максимальная (по сечению и по времени) интенсивность светового пакета

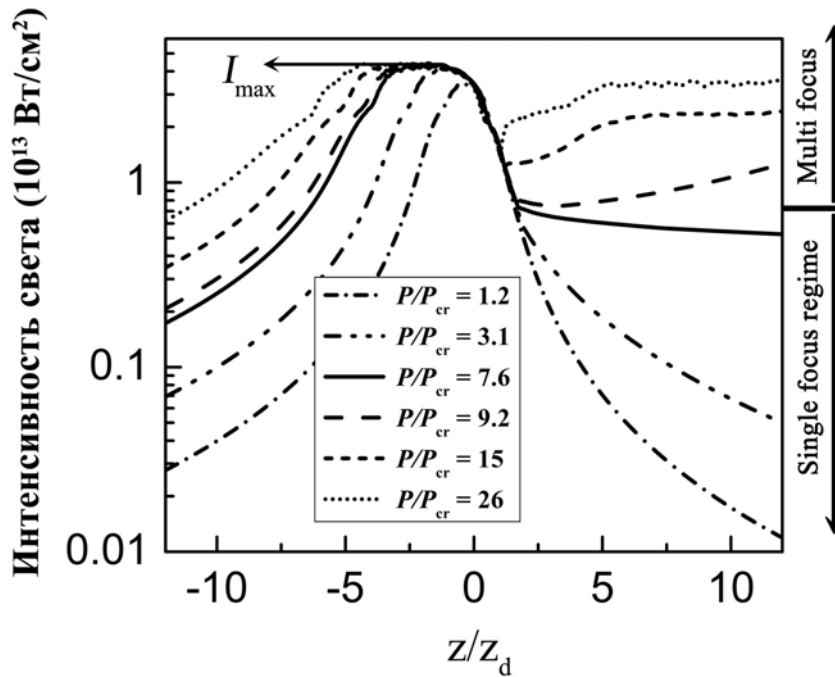


Рис. 4. Зависимость максимальной (по времени и по сечению) интенсивности света в среде от координаты z при различных значениях входной мощности светового пакета ($z_d=40\lambda_0$, $\tau=60$ фс), указанных на рисунке.

оказывается почти постоянной на некотором расстоянии распространения (область плато на рис.4). Показано, что зависимость предельной интенсивности

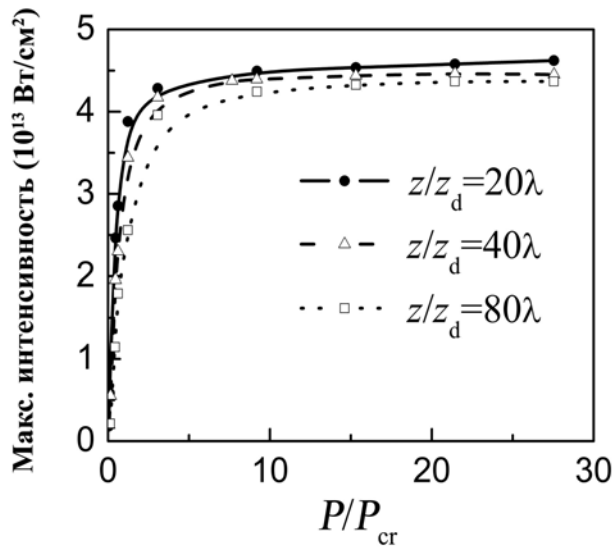


Рис. 5. Зависимость максимальной интенсивности света в среде (плавленом кварце) от входной мощности лазерного импульса ($z_d=40\lambda_0$, $\lambda_0=0.78\text{мкм}$).

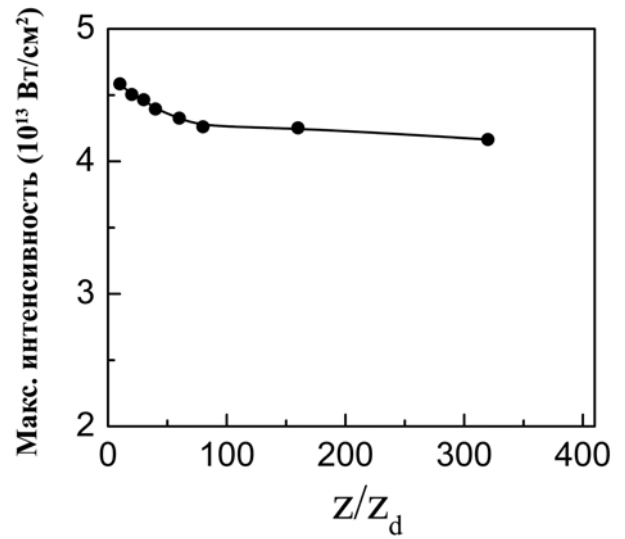


Рис. 6. Зависимость предельной интенсивности света в среде (плавленом кварце) от дифракционной длины пучка ($P=9P_{cr}$, $z_d=40\lambda_0$, $\lambda_0=0.78\text{мкм}$, $\tau=60\text{фс}$)

I_{max} от входной мощности лазерного импульса испытывает насыщение при больших значениях входной мощности (см. рис. 5). При малых дифракционных длинах пучка ($z_d \leq 50\lambda$) предельная интенсивность света в среде уменьшается с ростом дифракционной длины пучка (см. рис. 6.).

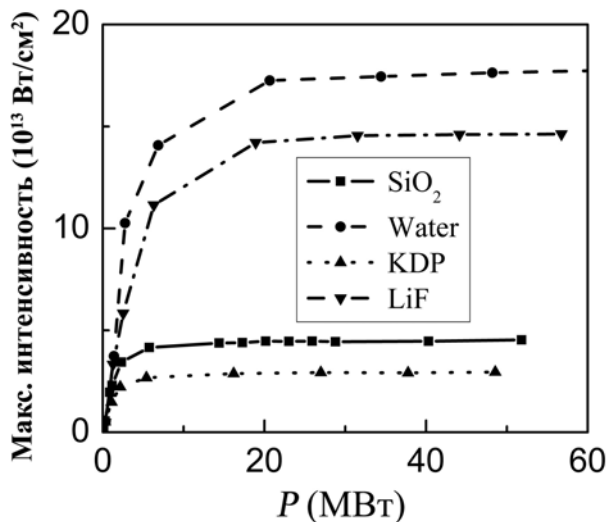


Рис. 7. Зависимость предельной интенсивности света ($\lambda_0=0.78\text{мкм}$, $z_d=40\lambda$, $\tau=60\text{фс}$) от начальной мощности светового пакета при его распространении в различных средах.

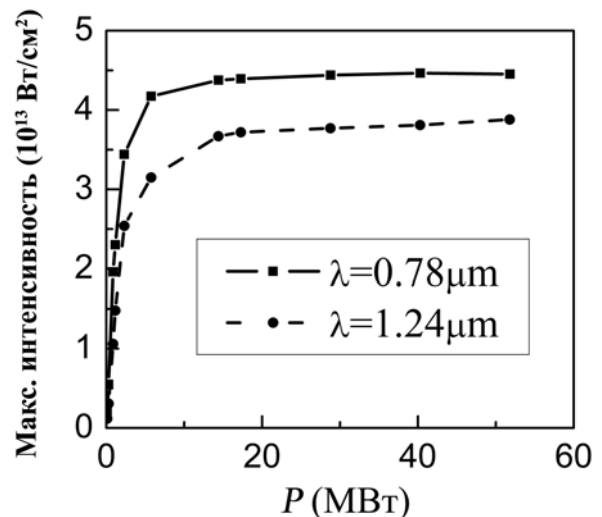


Рис. 8. Зависимость предельной интенсивности света в плавленом кварце от входной мощности импульса ($z_d=40\lambda$, $\tau=60\text{фс}$), рассчитанная для различных значений длины волны

Исследованы также зависимости предельной интенсивности света от входной мощности импульса при распространении в различных средах (см. рис. 7). Показано, что при близких значениях нелинейного показателя преломления материалов, предельная интенсивность оказывается более высокой в материале с большим потенциалом ионизации. Продемонстрировано, что при фиксированных значениях входной мощности импульса и дифракционной длины пучка предельная интенсивность света в прозрачной среде уменьшается с ростом длины волны света (см. рис. 8). В разделах 2.4 – 2.6 проанализирована эволюция пространственно-временной структуры жестко сфокусированных (угол дифракционной расходимости пучка $\theta \sim 0.1$ рад) фемтосекундных (длительность импульса $\tau_0 \sim 100$ фс) световых пакетов, распространяющихся в прозрачной конденсированной среде (плавленом кварце).

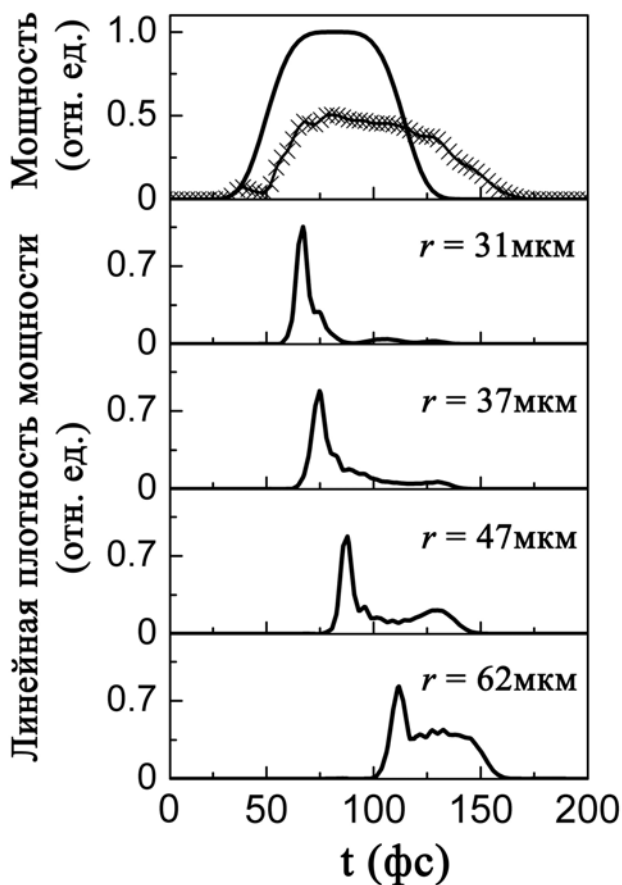


Рис. 9. Временные профили излучения на выходной границе среды в точках, определяемых указанными радиусами r . На верхних графиках показана эволюция мощности входного (сплошная линия) и рассеянного (крестики) пучков.

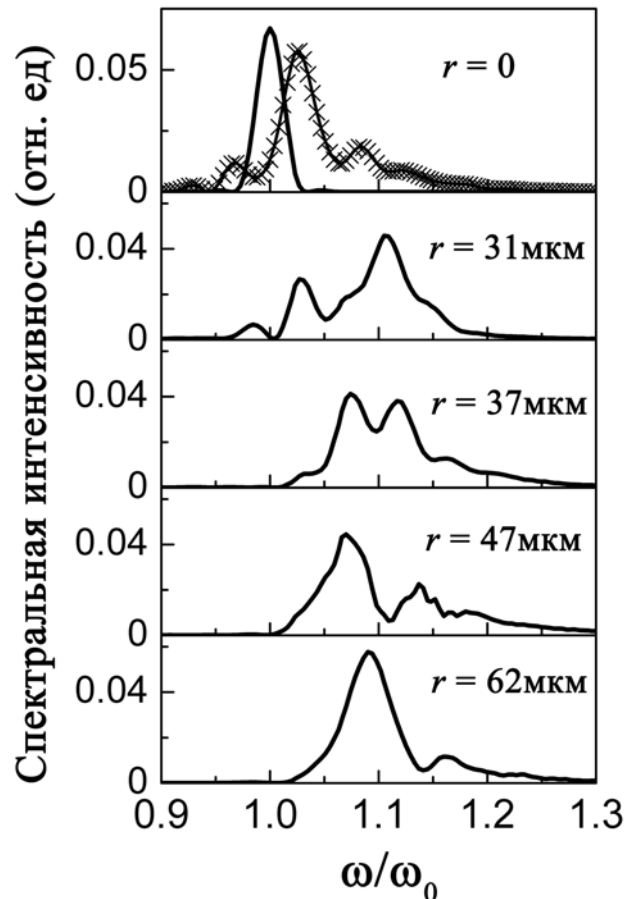


Рис. 10. Спектры излучения на выходной границе среды в точках, определяемых указанными радиусами r . На верхних графиках показаны спектр входного излучения (сплошная линия) и спектр рассеянного излучения на оси (крестики).

Основное внимание уделено взаимосвязи между пространственной и спектрально-временной структурой волновых пакетов, подвергшихся нелинейным самовоздействиям. В разделе 2.5 исследовано изменение временной и спектральной структуры пучка в плавленом кварце (см. рис. 9, 10). Показано, что спектр излучения, прошедшего сквозь прозрачную среду, уширен по сравнению со спектром входного излучения в синюю и красную область. Синий сдвиг излучения света несколько увеличивается по мере удаления от оси пучка. Около оси пучка спектр излучения сначала (до фокуса) расширяется в синюю и красную области, около фокуса спектр сужается, после фокуса спектр расширяется в синюю область. В разделе 2.6 показано, что нелинейные самовоздействия фемтосекундных световых пакетов в прозрачной конденсированной среде могут приводить к формированию сверхкоротких (длительностью около 10фс) световых импульсов, распространяющихся в направлениях, отличных от оси падающего пучка.

Третья глава посвящена исследованию зависимостей параметров плазменных образований в среде от входных параметров светового пакета и среды, а также возможности управления этими параметрами (а именно, предельной концентрацией свободных электронов и геометрией плазменных образований). В разделе 3.1 показано, что предельная концентрация свободных электронов не зависит от мощности лазерного импульса и определяется лишь дифракционной длиной пучка. В разделе 3.2 исследовано изменение плотности свободных электронов (в единицах критической плотности N_c) вдоль оси пучка

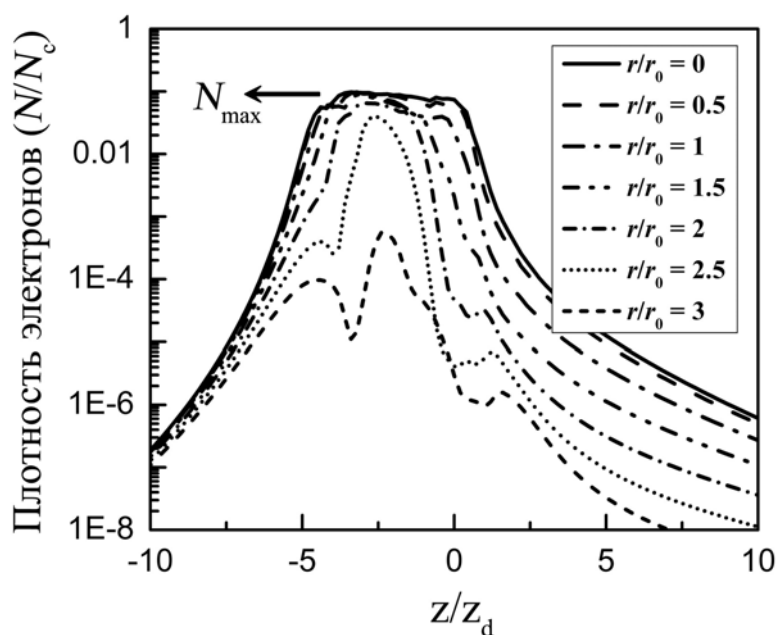


Рис. 11. Изменение плотности свободных электронов (в единицах критической плотности N_c) вдоль оси пучка при различных значениях расстояния r от оси. Стрелкой указано максимальное значение электронной плотности N_{max} .

при различных значениях расстояния r от оси (см. рис. 11).

Показано, что при удалении от оси пучка плотность свободных электронов быстро уменьшается. При фиксированных параметрах входного пучка зависимость предельной концентрации свободных электронов, достигаемой в

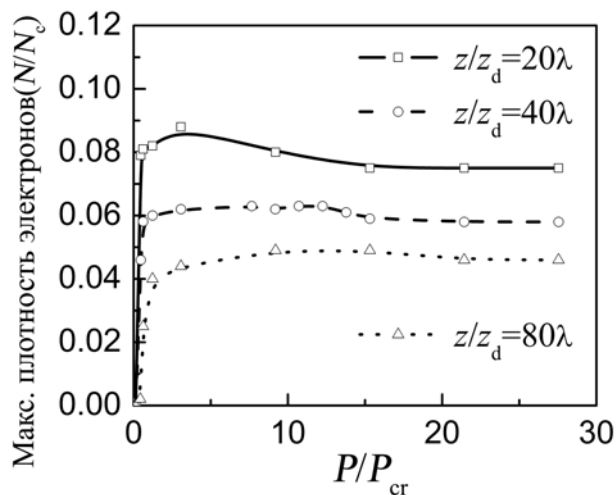


Рис.12. Зависимость предельной плотности электронов от начальной мощности светового пакета при различных значениях дифракционной длины.

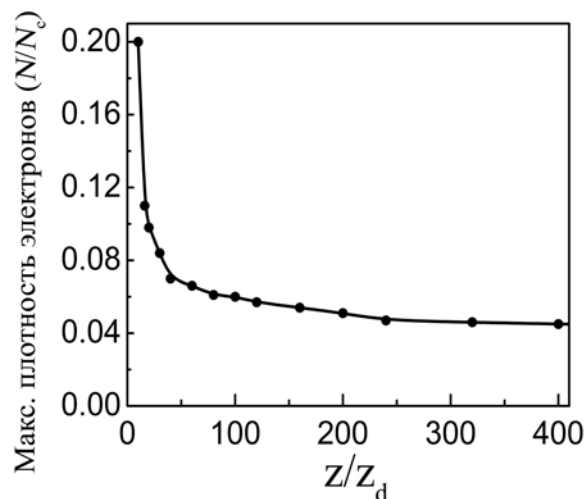


Рис. 13. Зависимость предельной плотности электронов от дифракционной длины пучка.

среде, (N_{max} в области плато на рис. 11) от входной мощности лазерного импульса испытывает насыщение (см. рис. 12). Продемонстрировано, что при фиксированной входной мощности лазерного импульса предельная плотность

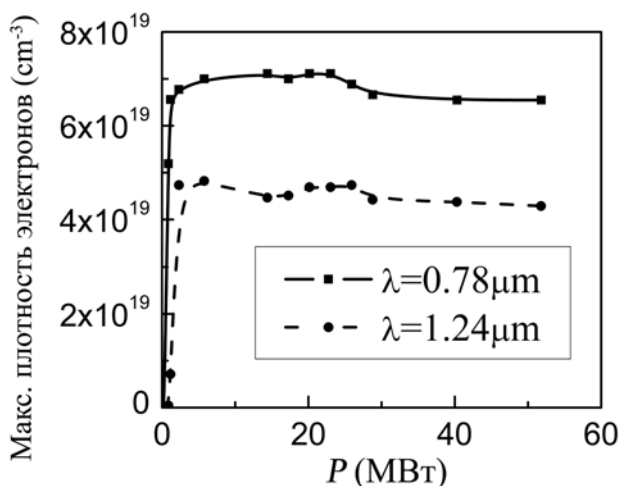


Рис. 14. Зависимость предельной плотности электронов от начальной мощности светового пакета при различных значениях длины волны света.

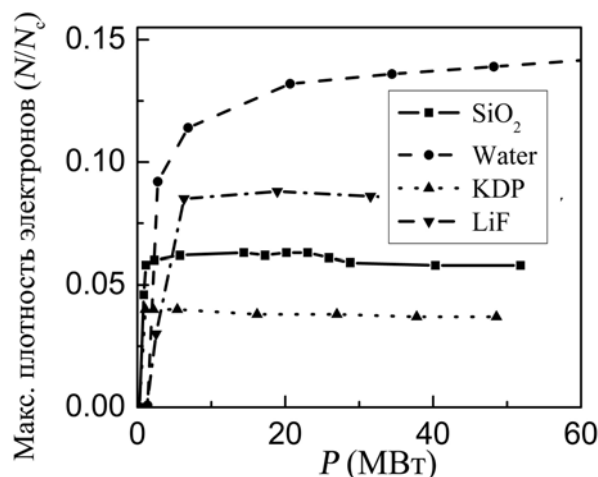


Рис. 15 Зависимость предельной плотности электронов от начальной мощности светового пакета при его распространении в различных средах.

свободных электронов, достигаемая в прозрачной среде, зависит от дифракционной длины входного пучка. При малых дифракционных длинах (приблизительно $z_d < 30\lambda_0$) эта зависимость близка к гиперболической (см. рис. 13). Также в этом разделе была исследована зависимость предельной плотности электронов от начальной мощности светового пакета при различных значениях длины волны света. Показано, что при фиксированных значениях дифракционной длины пучка и входной мощности импульса, предельная концентрация свободных электронов в среде уменьшается с увеличением длины волны света. (см. рис. 14). **Раздел 3.3** посвящен исследованию влияния свойств среды на предельную плотность электронов (см. рис. 15). В частности, продемонстрировано, что для сред с близкими значениями нелинейного показателя преломления, при фиксированных параметрах светового пакета предельная плотность свободных электронов в среде увеличивается с ростом потенциала ионизации среды.

В **разделе 3.4** исследуются зависимости геометрических параметров плазменных образований от входных параметров светового пакета. Показано, что при фиксированной входной мощности светового пакета ширина плазменного образования в среде не зависит от дифракционной длины пучка. Длина плазменного образования увеличивается с ростом дифракционной длины пучка. При фиксированном значении дифракционной длины пучка ширина и длина плазменного образования увеличиваются с ростом входной мощности импульса. При малой дифракционной длине пучка (для кристалла KDP при $z_d < 6\lambda_0$, где $\lambda_0 = 1.24 \mu\text{м}$) центр плазменного образования расположен за фокусом невозмущенного пучка и с ростом входной мощности лазерного импульса смещается вглубь среды. При больших дифракционных длинах (для кристалла KDP при $z_d > 6\lambda_0$, где $\lambda_0 = 1.24 \mu\text{м}$) центр плазменного образования расположен до фокуса невозмущенного пучка и с ростом входной мощности перемещается в сторону входной границы среды. В **разделе 3.5** рассматриваются пространственные распределения потерь энергии светового пакета в среде, и исследуется зависимость потерь энергии от входной энергии светового пакета при различных значениях дифракционной длины пучка.

В **заключении** сформулированы основные результаты и выводы диссертации. В **приложении** представлено несколько формул, необходимых в расчете.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ДИССЕРТАЦИИ

По результатам диссертационной работы могут быть сформулированы следующие выводы:

1. При фиксированных параметрах входного пучка зависимости предельной интенсивности света в среде и предельной концентрации свободных электронов, достигаемой в среде, от входной мощности лазерного импульса испытывают насыщение.

2. При фиксированной входной мощности лазерного импульса предельная концентрация свободных электронов, достигаемая в прозрачной среде, зависит от дифракционной длины входного пучка. При малых дифракционных длинах (приблизительно $z_d < 30\lambda_0$) эта зависимость близка к гиперболической.

3. При фиксированных значениях дифракционной длины пучка и входной мощности импульса, предельная интенсивность света в среде и предельная плотность свободных электронов, достигаемая в среде, уменьшаются с увеличением длины волны света.

4. Для сред с близкими значениями нелинейного показателя преломления, при фиксированных параметрах светового пакета предельная интенсивность света и предельная плотность свободных электронов в среде увеличиваются с ростом потенциала ионизации среды.

5. Около оси пучка спектр светового импульса до фокуса расширяется в красную и синюю области, около фокуса -- сужается, после фокуса -- расширяется в синюю область.

6. Нелинейное самовоздействие световых пакетов в среде приводит к формированию сверхкоротких (с длительностью около 10 фс) световых импульсов, распространяющихся в направлениях, отличных от оси падающего пучка. Спектральный состав, временная структура и положение этих импульсов на временной оси зависят от направления их распространения.

7. При фиксированной входной мощности лазерного импульса ширина плазменного образования в среде не зависит от дифракционной длины пучка. Длина плазменного образования увеличивается с ростом дифракционной длины пучка. При фиксированном значении дифракционной длины пучка ширина и длина плазменного образования увеличиваются с ростом входной мощности импульса.

8. При малой дифракционной длине пучка (для кристалла KDP при $z_d < 6\lambda_0$,

где $\lambda_0=1.24\mu\text{м}$) центр плазменного образования расположен за фокусом невозмущенного пучка и с ростом входной мощности лазерного импульса смещается вглубь среды. При больших дифракционных длинах (для кристалла KDP при $z_d>6\lambda_0$, где $\lambda_0=1.24\mu\text{м}$) центр плазменного образования расположен до фокуса невозмущенного пучка и с ростом входной мощности перемещается в сторону входной границы среды.

СПИСОК ПЕЧАТНЫХ РАБОТ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. Ц. Чжэн, Ю. М. Михайлова, В. Т. Платоненко, *Формирование сверхкоротких импульсов при распространении жестко сфокусированных фемтосекундных световых пакетов в прозрачной конденсированной среде*. Письма в ЖЭТФ, 85(8), p. 452-457 (2007)

2. J. Zheng, Yu.M. Mikhailova, V.T. Platonenko, *Formation of few-cycle pulses in tightly focused light packets propagating in transparent condensed media. Energy deposition and damage*, International Conference on Coherent and Nonlinear Optics, Minsk, May 2007, Technical Digest, L02-VII-1(2007)

3. J. Zheng, Yu.M. Mikhailova, V.T. Platonenko, *Evolution of temporal and spatial structure of tightly focused wave packets propagating in transparent condensed media*, Conference Digest, CLEO-Europe/IQEC, IE_19_TUE (2007)

4. J. Zheng, Yu.M. Mikhailova, V.T. Platonenko, *Controlling parameters of material micromodifications in the single-focus regime of propagation of tightly focused megawatt femtosecond light packets in transparent condensed media*, Book of abstracts, 16th International Laser Physics Workshop, Leon, Mexico, August 20 - 24, 2007, p. 64.

СПИСОК ЦИТИРОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. С.А. Ахманов, А.П. Сухоруков, Р.В. Хохлов, *Самофокусировка и дифракция света в нелинейной среде*, УФН, 1967. т.93, с. 19-70.
2. Luc Bergé, *Wave collapse in physics: principles and applications to light and plasma waves*, Physics Reports, Volume 303, Issues 5-6, 1 September 1998, pp. 259-370

3. P. B. Corkum, C. Rolland and T. Srinivasan-Rao, *Supercontinuum Generation in Gases*. Physical Review Letters, 1986. **57**(18): p. 2268-2272.
4. A. A. Zozulya, S. A. Diddams, A. G. Van Engen and T. S. Clement, *Propagation Dynamics of Intense Femtosecond Pulses: Multiple Splittings, Coalescence, and Continuum Generation*. Physical Review Letters, 1999. **82**(7): p. 1430.
5. N. Aközbek, M. Scalora, C. M. Bowden and S. L. Chin, *White-light continuum generation and filamentation during the propagation of ultra-short laser pulses in air* Optics Communications, 2001. **191**: p. 353-362.
6. V. P. Kandidov, O.G. Kosareva, I.S. Golubtsov, et al., *Self-transformation of a powerful femtosecond laser pulse into a white-light laser pulse in bulk optical media (or supercontinuum generation)*. Applied Physics B, 2003. **77**: p. 149-165.
7. J. B. Ashcom, R. R. Gattass, C. B. Schaffer and E. Mazur, *Numerical aperture dependence of damage and supercontinuum generation from femtosecond laser pulses in bulk fused silica*. J. Opt. Soc. Am. B, 2006. **23**(11): p. 2317-2322.
8. J. Liu, H. Schroeder, R.L. S. L. Chin and Z. Xu, *Nonlinear propagation of fs laser pulses in liquids and evolution of supercontinuum generation*. Optics Express, 2005. **13**(25): p. 10248-10259.
9. V.P. Kandidov, I.S. Golubtsov and O.G. Kosareva, *Supercontinuum sources in a high-power femtosecond laser pulse propagating in liquids and gases*. Quantum Electronics, 2004. **34**(4): p. 348-354.
10. K. M. Davis, K. Miura, Naoki Sugimoto and K. Hirao, *Writing waveguides in glass with a femtosecond laser*. Optics Letters, 1996. **21**(21): p. 1729-.
11. E. N. Glezer and E. Mazur, *Ultrafast-laser driven micro-explosions in transparent materials*. Applied Physics Letters, 1997. **71**: p. 882-.
12. C. B. Schaffer, A. Brodeur, J. F. Garca and E. Mazur, *Micromachining bulk glass by use of femtosecond laser pulses with nanojoule energy*, Optics Letters, 2001. **26**(2): p. 93-95.
13. X. Liu, D. Du and G. Mourou, *Laser ablation and micromachining with ultrashort laser pulses*. IEEE J. Quantum Electronics, 1997. **33**(10): p. 1706-1716.
14. M. Lenzner, J. Krüger, W. Kautek and F. Krausz, *Precision laser ablation of dielectrics in the 10-fs regime*, Applied Physics A: Materials Science & Processing, 1999. **68**(3): p. 369-371.
15. P. Trtik and C. P. Hauri, *Micromachining of hardened Portland cement pastes using femtosecond laser pulses*. Materials and Structures, 2006.
16. R. R. Gattass, L. R. Cerami and E. Mazur, *Micromachining of bulk glass with bursts of*

- femtosecond laser pulses at variable repetition rates*. Optics Express, 2006. **14**(12): p. 5279-5284.
17. F. Korte, S. Adams, Andre Egbert, et al., *Sub-diffraction limited structuring of solid targets with femtosecond laser pulses*. Optics Express, 2000. **7**(2): p. 41-49.
 18. E. A. Chutko, V. M. Gordienko, B. A. Kirillov, et al., *Microstructuring of Transparent Targets by a Femtosecond Laser*. Laser Physics, 2003. **13**(8): p. 1102-1107.
 19. S. Juodkazis, K. Nishimura, S. Tanaka, et al., *Laser-Induced Microexplosion Confined in the Bulk of a Sapphire Crystal: Evidence of Multimegabar Pressures*. Physical Review Letters, 2006. **96**(16): p. 166101-4.
 20. M. Lenzner, J. Krüger, S. Sartania, et al., *Femtosecond Optical Breakdown in Dielectrics*. Physical Review Letters, 1998. **80**(18): p. 4076-4079.
 21. R. Graf, A. Fernandez, M. Dubov, et al., *Pearl-chain waveguides written at megahertz repetition rate*. Applied Physics B, 2007. **87**: p. 21-27.
 22. E. N. Glezer, M. Milosavljevic, L. Huang, et al., *Three-dimensional optical storage inside transparent materials*. Optics Letters, 1996. **21**(24): p. 2023-.
 23. M. Watanabe, H. Sun, S. Juodkazis, et al., *Three-Dimensional Optical Data Storage in Vitreous Silica* Jpn. J. Appl. Phys., 1998. **37**(Part 2 No. 12B): p. L1527-L1530.
 24. A. Marcinkevicius, S. Juodkazis, M. Watanabe, et al., *Femtosecond laser-assisted three-dimensional microfabrication in silica*. Optics Letters, 2001. **26**: p. 277-279.
 25. M. Masuda, K. Sugioka, Y. Cheng, et al., *3-D microstructuring inside photosensitive glass by femtosecond laser excitation*. Applied Physics A, 2003. **76**: p. 857-860.
 26. Y. Bellouard, A. Said, M. Dugan and P. Bado, *Fabrication of high-aspect ratio, micro-fluidic channels and tunnels using femtosecond laser pulses and chemical etching*. Optics Express, 2004. **12**: p. 17.
 27. В. М. Гордиенко, П. М. Михеев and В. С. Сырцов, *Немонотонность поглощения остро сфокусированного фемтосекундного излучения хром-форстеритового лазера в диэлектрике из-за увеличения степени фотонности процесса ионизации*. Письма в ЖЭТФ, 2005. **82**(4): p. 247-250.
 28. T. Q. Jia, R. X. Li, Z. Liu and Z.Z. Xu, *Threshold of femtosecond laser-induced damage in transparent materials*. Applied Physics A, 2002. **74**: p. 503-507.
 29. A. Couairon, M. Franco, A. Mysyrowicz, et al., *Pulse self-compression to the single-cycle limit by filamentation in a gas with a pressure gradient*. Optics Letters, 2005. **30**(19): p. 2657-2659.

30. A. Guandalini, P. Eckle, M. Anscombe, et al., *5.1 fs pulses generated by filamentation and carrier envelope phase stability analysis*. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 2006. **39**: p. S-257-S264.
31. A. L. Gaeta, *Catastrophic Collapse of Ultrashort Pulses*. Physical Review Letters, 2000. **84**(16): p. 3582-3585.
32. A. Couairon, L. Sudrie, M. Franco, et al., *Filamentation and damage in fused silica induced by tightly focused femtosecond laser pulses*. Physical Review B 2005. **71**(12): p. 125435.
33. B. C. Stuart, M. D. Feit, S. Herman, et al., *Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics*. Physical Review B, 1996. **53**(4): p. 1749-1761.
34. C. B. Schaffer, Andre Brodeur and Eric Mazur, *Laser-induced breakdown and damage in bulk transparent materials induced by tightly focused femtosecond laser pulses*. Measurement Science and Technology, 2001. **12**: p. 1284-1794.
35. Агравал Г., *Нелинейная волоконная оптика*. М.: «Мир», 1996.
36. G. Mechain, A. Couairon, M. Franco, et al., *Organizing Multiple Femtosecond Filaments in Air*. Physical Review Letters, 2004. **93**(3): p. 035003(1-4).