

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Физический институт им. П.Н.Лебедева  
Российской академии наук

На правах рукописи

Селезнев Леонид Владимирович

**ФИЛАМЕНТАЦИЯ УЛЬТРАКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ  
В СХОДЯЩИХСЯ ПУЧКАХ**

Специальность 01.04.21 – лазерная физика

**ДИССЕРТАЦИЯ**  
на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Научный консультант:  
доктор физико-математических наук,  
профессор А.А.Ионин

Москва – 2018

## Содержание

Введение	5
Глава 1. Филаментация фемтосекундных лазерных импульсов в прозрачных средах	15
1.1. Явление самофокусировки и филаментация	17
1.1.1. Самофокусировка мощного излучения в нелинейной среде	17
1.1.2. Фотоионизация	20
1.1.3. Физические модели самофокусировки и филаментации	21
1.1.4. Генерация суперконтинуума и конической эмиссии	24
1.1.5. Генерация третьей гармоники	28
1.2. Экспериментальные и теоретические исследования филаментации	30
1.2.1. Филаментация коллимированных лазерных импульсов	30
1.2.2. Множественная филаментация	38
1.2.3. Филаментация сходящихся пучков	41
1.2.4. Уширение спектра излучения и генерация третьей гармоники при филаментации	46
1.2.5. Самофокусировка и филаментация УФ излучения	49
1.2.6. Самофокусировка и филаментация в конденсированных средах	52
Глава 2. Экспериментальная установка и методики эксперимента	58
2.1. Фемтосекундная лазерная установка на сапфире с титаном	58
2.2. Генератор второй и третьей гармоник	64
2.3. Экспериментальные методы	66
2.3.1. Характеристики основных приборов	66
2.3.2. Регистрация линейной плотности плазмы	69
Глава 3. Филаментация фемтосекундных импульсов в воздухе в сильносходящихся пучках	71

3.1. Интенсивность фемтосекундных лазерных импульсов при филаментации сильносходящихся пучков	71
3.2. Плазменные каналы, образующиеся при филаментации сильносходящихся пучков	76
3.2.1. Геометрические параметры плазменных каналов	76
3.2.2. Температура и плотность плазмы	80
3.2.3. Плазменные каналы при множественной филаментации	86
3.3. Филаментация импульсов после прохождения геометрического фокуса	92
3.4 Филаментация и симметризация мощных субтераваттных УФ лазерных импульсов после прохождения перетяжки пучка	98
3.4.1. Субтераваттные УФ лазерные импульсы	98
3.4.2. Филаментация и симметризация субтераваттных УФ лазерных импульсов	101
3.5. Генерация третьей гармоники и уширение спектра при филаментации сходящегося пучка	107
Выводы по главе	116
Глава 4. Филаментация сходящихся лазерных пучков при амплитудной или фазовой модуляции поперечного профиля	119
4.1. Филаментация при начальной амплитудной модуляции поперечного профиля пучка	119
4.2. Филаментация импульса с фазовой модуляцией волнового фронта лазерного пучка	130
4.2.1. Сферическая абберация волнового фронта	130
4.2.2. Астигматизм волнового фронта	137
4.2.3. Влияние проходной оптики на последующую филаментацию в воздухе	146
Выводы по главе	153
Глава 5. Ионизация газов при воздействии мощных ультракоротких лазерных импульсов	155
5.1. Кювета (ячейка) для оптоакустических и оптогальванических исследований	155

5.2. Экспериментальные результаты	158
5.2.1. ИК импульсы	158
5.2.2. УФ импульсы	163
Выводы по главе	168
Глава 6. Филаментация и микроструктурирование конденсированных сред	170
6.1. Оптическая схема экспериментов	170
6.2. Филаментация и микромаркировка полиметилметакрилата	172
6.3. Взаимодействие фемтосекундных лазерных импульсов с монокристаллическим алмазом	179
6.3.1. Микромаркировка образцов монокристаллического алмаза	179
6.3.2. Воздействие лазерных импульсов на графитовые включения, находящиеся в объеме природного монокристаллического алмаза	186
6.4. Взаимодействие фемтосекундных лазерных импульсов с тканями глаза	192
Выводы по главе	196
Заключение	198
Благодарности	201
Список публикаций автора в рецензируемых журналах по теме диссертации	202
Публикации автора в материалах международных конференций	204
Список литературы	208



## **Введение**

Стремительное развитие фемтосекундной лазерной физики открыло широкие возможности по применению фемтосекундных лазеров в обработке различных материалов. В настоящее время такие лазеры используются в глазной хирургии, нейрохирургии, стоматологии; для создания поверхностных структур, в том числе наномасштабных; сверления металлов; резки алмазов, создания наночастиц и др. (см., например, обзоры Sugioka K. & Chen Y., 2014a; 2014b; Sugioka K., 2017; Pfeifenberger M. J. et al 2017; Balling P. & Schou J., 2013; Dausinger F. & Friedemann L., 2004). Для увеличения плотности энергии обычно применяются сходящиеся (сфокусированные) лазерные пучки. В случае медицинских применений взаимодействие лазерных импульсов с биологическими тканями происходит в нормальных условиях, т.е. в воздушной атмосфере. Технологические процессы (сверление, резка и др.) иногда требуют применения неокисляющей среды, например, инертных газов (аргона, азота и др.). Одним из эффективных способов наработки наночастиц в настоящее время является воздействие фемтосекундными лазерными импульсами на металлическую или полупроводниковую поверхность, находящуюся в воде или другом растворителе (Kabashin A. V. & Meunier M., 2003; Eliezer S. et al., 2004; Barcikowski S. et al., 2007). Таким образом, в большинстве случаев подобных применений еще до воздействия на обрабатываемый объект высокоинтенсивный сходящийся лазерный пучок взаимодействует с газообразной или конденсированной средой, где он распространяется. При этом может происходить его самофокусировка (эффект Керра) и, как следствие высокой интенсивности, ионизация среды распространения. В результате профиль поперечного сечения лазерного пучка будет существенно изменен еще до достижения обрабатываемого объекта, т.е. изменятся условия обработки. Кроме того, плазма, образующаяся при распространении такого пучка, будет также воздействовать на объект. Таким образом, для корректной фемтосекундной лазерной обработки необходимо учитывать особенности нелинейного распространения сходящихся пучков в прозрачных средах, в частности, самофокусировку и плазмообразование, т.е. филаментационный режим распространения.

Возможность самофокусировки электромагнитных волн в нелинейной среде была предсказана еще в 1962 году Г.А. Аскарьяном (Аскарьян Г.А., 1962). Теоретическое обоснование эффекта самофокусировки при распространении электромагнитного излучения в нелинейной среде было представлено в 1964 году в работах (Таланов В.И., 1964; Chiao R.Y., et al., 1964). В работе (Chiao R.Y., et al., 1964) было сделано предположение, что самофокусировка является пороговым эффектом, т.е. возникает в лазерном пучке, мощность которого превышает некоторую критическую мощность самофокусировки  $P_{cr}$ . Впервые экспериментально самофокусировка наблюдалась в 1965 году А.Р. Рустамовым и Н.Ф. Пилипецким (Пилипецкий Н.Ф. и Рустамов А.Р., 1965). В этих экспериментах наносекундные лазерные импульсы с пиковой мощностью 20 МВт фокусировались в кювету с жидкостями, обладающими высоким нелинейным показателем преломления. Надо сказать, что некоторые авторы ссылаются на статью 1964 года (Hercher M., 1964), как на первое экспериментальное наблюдение самофокусировки, где наблюдалось повреждение оптического стекла при воздействии на него фокусированного лазерного излучения. В теоретической статье (Chiao R.Y., 1966) было предложено рассматривать явление самофокусировки, как волноводное распространение пучка (самоканалирование). В воздухе самофокусировка и лазерная искра впервые наблюдались в 1968 году (Korobkin V.V. & Alcock A.J., 1968) при фокусировке наносекундных импульсов. Первое сообщение о самофокусировке коллимированного излучения было опубликовано в работе (Басов Н.Г. и др., 1969), где наблюдалась самофокусировка импульсов пикосекундной длительности в неодимовом стекле.

Развитие фемтосекундных лазеров и, в особенности, метода усиления чирпированных импульсов (Strickland & Mourou, 1985) позволило получать лазерные импульсы большой мощности. Уже в 1994 году речь шла о создании установок с тера- и даже петаваттной пиковой мощностью (Perry & Mourou, 1994). В 1995 году появилось первое сообщение об экспериментальной филаментации коллимированного излучения в воздухе (Braun A., et al., 1995). В современной лазерной физике филаментацией называется нелинейное распространение лазерного импульса, когда высокоинтенсивная часть пучка локализуется вблизи оптической оси за счет самофокусировки. При этом схлопыванию пучка

препятствует образующаяся плазма за счет дефокусировки излучения на ней. В этой работе (Braun A., et al., 1995) наблюдалась филаментация импульса, генерируемого в титан-сапфировой лазерной системе на центральной длине волны 775 нм с длительностью 150 фс. Общая длина филамента в этих экспериментах превышала 50 м. Практически в то же время были проведены эксперименты по распространению и филаментации фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе (Nibbering E.T.J., et al., 1996; Brodeur A., et al., 1997; Kosareva O.G., et al., 1997). Эти экспериментальные работы положили начало широкого изучения процессов самофокусировки и филаментации фемтосекундных лазерных импульсов. Здесь следует отметить, что самофокусировка наносекундных импульсов в воздухе, которая исследовалась в ранних работах, сопровождалась ионизацией среды, ускорением электронов в сильном электромагнитном поле и, как следствие, к возникновению лазерной искры (пробоя воздуха). В случае же самофокусировки фемтосекундных импульсов в воздухе при атмосферном давлении, электроны, образующиеся в процессе фотоионизации, не успевают за время взаимодействия с лазерным импульсом долететь до ближайших молекул воздуха. Таким образом, при самофокусировке и филаментации таких импульсов лазерного пробоя воздуха не происходит. По результатам многочисленных публикаций (к настоящему моменту несколько тысяч) об исследованиях филаментации, которые включают в себя целый круг нелинейных взаимодействий (самофокусировка, фотоионизация, генерация суперконтинуума, третьей гармоники и др.), написано несколько обзоров (Chin S.L., et al., 2005; Couairon A. & Mysyrowicz A., 2007; Kasparian J. & Wolf J.-P., 2008; Кандидов В.П. и др., 2009; Chin S.L., et al., 2012; Чекалин С. В., & Кандидов В. П., 2013) и монографий (Faccio D., et al., 2007; Boyd R.W., et al., 2009; Chin S.L., 2010). В интернете создан ресурс, посвященный филаментации – [www.filamentation.org](http://www.filamentation.org), где имеется информация о научных группах, занимающихся филаментацией, расписание тематических конференций, календарный список публикаций на эту тему.

Исследование филаментации ультракоротких лазерных импульсов проводилось в основном для коллимированных или слабосходящихся пучков (Chin S.L. et al., 2005; Couairon A. & Mysyrowicz A. 2007; Кандидов В.П. и др., 2009). До исследований, результаты которых представлены в данной работе, изучение

филаментации сильносходящихся пучков (под сильносходящимися пучками в данной работе подразумевается такая фокусировка, где расстояние до перетяжки пучка много меньше, чем до нелинейного фокуса), которые обычно применяются для лазерной обработки, были посвящены лишь несколько работ. Например, в работе (Liu W. et al., 2002a) экспериментально и численно исследовалось поведение сильносходящихся пучков в конденсированной среде (в воде). Было показано, что для таких пучков вблизи геометрического фокуса происходит лавинная ионизация. В более разреженных средах, например в воздухе, время пролета электрона от своего иона до соседней молекулы существенно больше, чем длительность ультракороткого импульса, т.е. развитие лавины невозможно. Тем не менее, в работе (Liu W. et al., 2003) утверждалось, что в сильносходящихся пучках «филаментация прекращается, и вблизи перетяжки пучка появляется сильноионизованная плазма» (перевод автора), т.е. отрицался факт возможности филаментации сильносходящегося пучка. В более поздней работе (Liu W. et al., 2005) определялась критическая мощность самофокусировки по смещению максимума свечения плазменного образования (изменение положения фокуса определялось по формуле тонкой линзы – сложение геометрического и нелинейного фокуса), т.е. в этой работе также не учитывалось образование протяженного плазменного канала при филаментации.

В середине двухтысячных появилось несколько работ, посвященных исследованию филаментации сходящихся пучков (Deng Y.P. et al., 2006; Theberge F. et al., 2006). Эти статьи показали, что филаментация в этом случае все же происходит, однако изучение влияния фокусировки на процесс филаментации проведено не было. При этом стоит повторить, что филаментация и плазмообразование, которые могут происходить до перетяжки пучка, будут оказывать существенное влияние на параметры (пространственное распределение, интенсивность и др.) распространяющегося в газообразных и конденсированных средах сходящегося лазерного пучка, что весьма важно для лазерной обработки материалов (см., например, обзоры Sugioka K. & Chen Y., 2014a; 2014b; Sugioka K., 2017; Pfeifenberger M. J. et al 2017; Balling P. & Schou J., 2013; Dausinger F. & Friedemann L., 2004).

Поэтому **целью диссертационной работы** стало определение условий и

параметров распространения ультракоротких лазерных импульсов в сходящихся пучках, распространяющихся в режиме филаментации в газообразных и конденсированных средах.

Для достижения поставленной цели решались следующие **задачи**:

1. Исследование влияния числовой апертуры сходящихся в воздухе пучков на параметры плазменных каналов, образующихся в воздухе при филаментации фемтосекундных ИК (740 нм) и УФ (248 нм) лазерных импульсов.
2. Изучение процесса распространения существенно закритических (сотни и тысячи критических мощностей самофокусировки) сходящихся УФ лазерных пучков в воздухе.
3. Определение влияния амплитудной и/или фазовой модуляции поперечного профиля лазерного пучка на филаментацию лазерных пучков и образование сопутствующих плазменных каналов в воздухе.
4. Исследование процессов ионизации различных газов ультракороткими УФ и ИК лазерными импульсами в широком диапазоне интенсивностей, перекрывающем характерные значения, наблюдаемые при филаментации.
5. Изучение режимов воздействия сходящихся ИК лазерных пучков на конденсированные среды, включая ПММА, алмаз и биологические ткани, с целью их микроструктурирования.

#### **Научная новизна работы**

1. В сходящихся ИК лазерных пучках в воздухе экспериментально обнаружена стабилизация интенсивности в филаменте, плотности плазмы и поперечного размера сопутствующего плазменного канала при увеличении числовой апертуры более  $1-3 \cdot 10^{-2}$ .
2. Экспериментально обнаружена симметризация поперечного профиля плотности энергии УФ лазерного пучка после прохождения перетяжки пучка в режиме существенно множественной (несколько сотен и более критических мощностей) филаментации.
3. Продемонстрировано, что фазовая или амплитудная модуляция поперечного профиля лазерного пучка при неизменных других параметрах (энергия, длительность) может изменять длину плазменного канала, образующегося при филаментации сходящихся пучков в воздухе.

4. Экспериментально показано изменение механизма ионизации аргона и азота фемтосекундными УФ лазерными импульсами с резонансного (3+1) на нерезонансный четырехфотонный при увеличении интенсивности выше  $1 \text{ ТВт/см}^2$ .
5. Экспериментально наблюдалась множественная филаментация в сходящихся пучках с числовой апертурой, как минимум до 0.65, ИК лазерных импульсов в конденсированных средах.

### **Практическая значимость работы**

1. Применение сходящихся пучков ИК лазерных импульсов в воздухе позволяет без применения нелинейных кристаллов создать квазиточечный (микронных размеров – область филаментации) источник ультракоротких УФ импульсов (преобразование в третью гармонику).
2. Симметризация мощного УФ лазерного пучка после прохождения перетяжки пучка может быть применена для «выравнивания» неоднородностей в распределении плотности энергии широкоапертурных пучков.
3. Управление положением и протяженностью плазменных каналов, образующихся при филаментации амплитудно- или фазово-модулированных лазерных импульсов, позволяет эффективно коммутировать высоковольтные разряды.
4. Исследованные режимы записи линий в природных алмазах могут найти применение в внутриобъемной маркировке алмазов.
5. Методика просветления склеры и записи в ней микрополостей может найти применение в микрохирургии глаза, например, для удаления опухолей.

На основании анализа результатов выполненных исследований автором сформулированы следующие **защищаемые положения**:

1. Увеличение числовой апертуры сходящихся в воздухе пучков фемтосекундных ИК (744 нм) лазерных импульсов более  $\sim 10^{-2}$  (до 0.2, как минимум) приводит к изменению режима их самофокусировки и филаментации в воздухе. При пиковой мощности, превышающей критическую ( $\sim 3 \text{ ГВт}$ ), происходит стабилизация параметров одиночного филамента: прекращается рост интенсивности и плотности плазмы, не меняется поперечный размер плазменного канала. При пиковой мощности лазерного импульса,

соответствующей нескольким критическим мощностям, возникает множественная филаментация, при которой диаметр плазменных каналов (2-4 мкм) на порядок меньше, чем при филаментации коллимированных пучков.

2. Фазовые и амплитудные искажения профиля гауссового пучка, сформированные при помощи адаптивных оптических систем, оптических элементов и амплитудных масок, влияют на условия самофокусировки различных пространственно-временных областей этого пучка и на особенности филаментации сходящихся пучков ультракоротких лазерных импульсов ИК- и УФ- диапазонов спектра. Закономерности влияния таких искажений позволили определить условия формирования плазменных каналов при филаментации в воздухе и управления их параметрами, включая распределение электронной плотности и пространственные размеры.
3. При интенсивностях ультракороткого лазерного импульса УФ диапазона спектра (248 нм), приближающихся к филаментационному уровню (более 1 ТВт/см<sup>2</sup>) и превышающих его, превалирует нерезонансный четырех-фотонный механизм ионизации аргона и азота в нормальных условиях. При меньших интенсивностях лазерного импульса многофотонная ионизация газов происходит в резонансном режиме при поглощении (3+1) квантов.
4. Полученные закономерности распространения сходящихся пучков мощных ультракоротких лазерных импульсов в конденсированных средах позволяют реализовать филаментационный режим распространения надкритических сходящихся пучков с числовой апертурой до 0.65, как минимум. Выявленные особенности такого распространения дают возможность провести в объёме природного алмаза запись линий с толщиной менее 2 мкм, а также формировать внутриобъемные микро-полости при однократном импульсном воздействии на просветленную раствором глюкозы глазную склеру.

#### **Апробация результатов работы**

Основные результаты диссертации представлены в 18 работах в рецензируемых научных изданиях, индексируемых в базе данных Web of Science (с.202), и в 23 материалах международных конференций (с.204).

Материалы диссертации докладывались на Ученом совете ФИАН, научных семинарах в ФИАН, ИОФ РАН и МГУ, на многих всероссийских и международных конференциях, в том числе:

High energy/average power lasers and intense beam applications, 2007, San Jose, California, USA; 3rd International Conference on Charged and Neutral Particles Channeling Phenomena “Channeling 2008”, 2008, Erice, Italy; XVII International Symposium on Gas Flow, Chemical Lasers, and High-Power Lasers, 2008 Lisboa, Portugal; ILLA / LTL '2009 International Conference & Symposium, 2009 Smolyan, Bulgaria; VI International Conference "Beam technologies and laser application", 2009, Saint-Petersburg Russia; XVI Symposium High Resolution Molecular Spectroscopy (HIGHRUS 2009), 2009 г., пос. Листвянка, Иркутская обл., Россия; III Всероссийская конференция «Взаимодействие высококонцентрированных потоков энергии с материалами в перспективных технологиях и медицине», 2009, Новосибирск, Россия; 6th International Conference on Inertial Fusion Sciences and Applications, 2009 San Francisco, CA, USA; 4-th International Conference on the Frontiers of Plasma Physics and Technology, 2009, Kathmandu, Nepal; International Symposium on High Power Laser Ablation 2010 Santa Fe, NM USA; International Conference Fundamentals of Laser Assisted Micro- and Nanotechnologies (FLAMN-10), 2010 St. Petersburg – Pushkin, Russia; 53 Annual Meeting of the American Physical Society Division of Plasma Physics co-located with 64 th Annual Gaseous Electronics Conf., 2011; Salt Lake City, USA; International Conference "Nonlinear Optics: East-West Reunion" 2011, Suzdal, Russia; ISTC-GSI Young Scientists School “Ultra-High Intensity Light Science and Applications” 2011, Darmstadt, Germany; 2, 3 International Symposium on Laser Interaction with Matter (LIMIS 2012) 2012 Xi’an, China; 2014 Nanjing, China; Conference on Technologies for Optical Countermeasures X; and High-Power Lasers - Technology and Systems 2013 Dresden, GERMANY; OPTO Meeting for Young Researchers 2013 & IONS-14 2013, Torun, Poland; International Conference ICONO/LAT 2010, Kazan, 2013, Moscow, Russia; X International Symposium “Radiation from Relativistic Electrons in Periodic Structures RREPS-13” & III International Conference “Electron, Positron, Neutron and X-ray Scattering under External Influences”, 2013, Lake Sevan, Armenia; 22, 26th International Laser Physics Workshop (LPHYS’13, 17), 2013, Prague, Czech Republic, 2017 Kazan, Russia; 16,



17th International Conference on Laser Optics 2014, 2016 Saint-Petersburg, Russia; 5th International Symposium on Filamentation (COFIL2014), 2014, Shanghai, China; 18th International School on Quantum Electronics (ISQE) - Laser Physics and Applications, 2014 Sozopol, Bulgaria; 7th International conference Charge & Neutral Particles Channeling Phenomena, 2016, Sirmione, Italy; XIII International Conference on pulsed lasers and laser applications (AMPL-2017), 2017, Tomsk, Russia.

Отдельные результаты, представленные в диссертационной работе и объединенные в цикл работ под названием «Наблюдение, физические механизмы формирования и применения минифиламентов ультракоротких лазерных импульсов в газовых и конденсированных средах» были удостоены Премии им.Н.Г.Басова ОКРФ ФИАН (2011 г.) в составе научного коллектива А.А.Ионин, С.И.Кудряшов, Л.В.Селезнев и Д.В.Синицын; объединенные в цикл работ под названием «Формирование плазменных каналов при филаментации мощных ультракоротких лазерных импульсов и управление с их помощью высоковольтными электрическими разрядами» были удостоены Премии Физического института им.П.Н.Лебедева РАН (2014 г.) в составе научного коллектива: В.Д.Зворыкин, А.А.Ионин, С.И.Кудряшов, А.О.Левченко, Л.В.Селезнев, Д.В.Синицын, И.В.Сметанин, Е.С.Сунчугашева, Н.Н.Устиновский, А.В.Шутов.

#### **Личный вклад автора**

Все представленные в диссертации экспериментальные результаты получены автором лично или при его непосредственном участии. Численное моделирование, результаты которого представлены в Главах 3 и 4, проводилось научными группами из Института Оптики Атмосферы и Океана СО РАН, г. Томск - проф. Ю.Э. Гейнц и проф. А.А. Землянов; из Московского государственного университета им.М.В.Ломоносова под руководством проф. В.П.Кандидова и д.ф.м.н. О.Г.Косаревой. Из статьи [15] в «Списке публикаций автора...» в диссертацию вошли экспериментальные результаты по изучению распространения УФ лазерных импульсов после фокальной области в режиме множественной филаментации. Оптоакустический детектор, результаты экспериментов с которым приведены в Главе 5, был предоставлен к.ф.-м.н. Б.А.Тихомировым (ИОА СО РАН), эксперименты с детектором проводились при

его непосредственном участии. Натуральные алмазы для микроструктурирования, результаты экспериментов с которыми приведены в Главе 6, были предоставлены ОАО «Производственное объединение «Кристалл». Ткани глаза для экспериментов, описанных в Главе 6, были предоставлены Центральной клинической больницей РАН.

### **Структура и объем**

Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения и списка литературы. Объем диссертации составляет 227 страниц, включая 133 рисунка и список литературы из 205 наименований.

## **Глава 1. Филаментация фемтосекундных лазерных импульсов в прозрачных средах**

Развитие фемтосекундной лазерной физики открыло широкие возможности по применению фемтосекундных лазеров в обработке различных материалов. В настоящее время такие лазеры используются в глазной хирургии, нейрохирургии, стоматологии; для создания поверхностных структур, в том числе наномасштабных; сверления металлов; резки алмазов, создания наночастиц и др. (см., например, обзоры Sugioka K. & Chen Y., 2014a; 2014b; Sugioka K., 2017; Pfeifenberger M. J. et al 2017; Balling P. & Schou J., 2013; Dausinger F. & Friedemann L., 2004). Для увеличения плотности энергии обычно применяются сходящиеся (сфокусированные) лазерные пучки. В случае медицинских применений взаимодействие лазерных импульсов с биологическими тканями происходит в нормальных условиях, т.е. в воздушной атмосфере. Технологические процессы (сверление, резка и др.) иногда требуют применения неокисляющей среды, например, инертных газов (аргона, азота и др.). Одним из эффективных способов наработки наночастиц в настоящее время является воздействие фемтосекундными лазерными импульсами на металлическую или полупроводниковую поверхность, находящуюся в воде или другом растворителе (Kabashin A. V. & Meunier M., 2003; Eliezer S. et al., 2004; Barcikowski S. et al., 2007). Таким образом, в большинстве случаев подобных применений еще до воздействия на обрабатываемый объект высокоинтенсивный сходящийся лазерный пучок взаимодействует с газообразной или конденсированной средой, где он распространяется. При этом может происходить его самофокусировка (эффект Керра) и, как следствие высокой интенсивности, ионизация среды распространения. В результате профиль поперечного сечения лазерного пучка будет существенно изменен еще до достижения обрабатываемого объекта, т.е. изменятся условия обработки. Кроме того, плазма, образующаяся при распространении такого пучка, будет также воздействовать на объект. Таким образом, для корректной фемтосекундной лазерной обработки необходимо учитывать особенности нелинейного распространения сходящихся пучков в прозрачных средах, в частности самофокусировку и плазмообразование, т.е. филаментационный режим распространения.

Возможность самофокусировки электромагнитных волн была предсказана Г.А.Аскарьяном в 1962 году (Аскарьян Г.А., 1962). Теоретическое обоснование эффекта самофокусировки при распространении электромагнитного излучения в нелинейной среде было представлено в 1964 году в работах (Таланов В.И., 1964; Chiao R.Y., et al., 1964). В работе (Chiao R.Y., et al., 1964) было сделано предположение, что самофокусировка является пороговым эффектом, т.е. возникает в лазерном пучке, мощность которого превышает некоторую критическую мощность самофокусировки. Впервые экспериментально самофокусировка наблюдалась в 1965 году А.Р. Рустамовым и Н.Ф. Пилипецким (Пилипецкий Н.Ф. и Рустамов А.Р., 1965). В этих экспериментах наносекундные лазерные импульсы с пиковой мощностью 20 МВт фокусировались в кювету с жидкостями, обладающими высоким нелинейным показателем преломления. Надо сказать, что некоторые авторы ссылаются на статью 1964 года (Hercher M., 1964), как на первое экспериментальное наблюдение самофокусировки, где наблюдалось повреждение оптического стекла при воздействии на него фокусированного лазерного излучения. В теоретической статье (Chiao R.Y., 1966) было предложено рассматривать явление самофокусировки, как волноводное распространение пучка (самоканалирование). В воздухе самофокусировка и лазерная искра впервые наблюдалась в 1968 году (Korobkin V.V. & Alcock A.J., 1968) при фокусировке наносекундных импульсов. Первое сообщение о самофокусировке коллимированного излучения было опубликовано в работе (Басов Н.Г. и др., 1969), где наблюдалась самофокусировка импульсов пикосекундной длительности в неодимовом стекле.

Развитие фемтосекундных лазеров и, в особенности, метода усиления chirпированных импульсов (Strickland & Mourou, 1985) позволило получать лазерные импульсы большой мощности. Уже в 1994 году речь шла о создании установок с тера- и даже петаваттной пиковой мощностью (Perry & Mourou, 1994a). В 1995 году появилось первое сообщение об экспериментальной филаментации коллимированного излучения в воздухе (Braun A., et al., 1995). В этой работе наблюдалась филаментация импульса, генерируемого в титан-сапфировой лазерной системе на центральной длине волны 775 нм с длительностью 150 фс. Общая длина филамента в этих экспериментах превышала 50 м. Практически в то

же время были проведены эксперименты по распространению и филаментации фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе (Nibbering E.T.J., et al., 1996; Brodeur A., et al., 1997; Kosareva O.G., et al., 1997). Эти экспериментальные работы положили начало широкого изучения процессов самофокусировки и филаментации фемтосекундных лазерных импульсов. Здесь следует отметить, что самофокусировка наносекундных импульсов в воздухе, которая исследовалась в ранних работах, сопровождалась ионизацией среды, ускорением электронов в сильном электромагнитном поле и, как следствие, к возникновению лазерной искры (пробоя воздуха). В случае же самофокусировки фемтосекундных импульсов в воздухе при атмосферном давлении, электроны, образующиеся в процессе фотоионизации не успевают за время взаимодействия с лазерным импульсом долететь до ближайших молекул воздуха. Таким образом, при самофокусировке и филаментации таких импульсов лазерного пробоя воздуха не происходит. По результатам многочисленных публикаций (к настоящему моменту несколько тысяч) об исследованиях филаментации, которые включают в себя целый круг нелинейных взаимодействий (самофокусировка, фотоионизация, генерация суперконтинуума, третьей гармоники и др.), написано несколько обзоров (Chin S.L., et al., 2005; Couairon A. & Mysyrowicz A., 2007; Kasparian J. & Wolf J.-P., 2008; Кандидов В.П. и др., 2009; Chin S.L., et al., 2012; Чекалин С. В., & Кандидов В. П., 2013) и монографий (Faccio D., et al., 2007; Boyd R.W., et al., 2009; Chin S.L., 2010a).

## **1.1. Явление самофокусировки и филаментация**

### **1.1.1. Самофокусировка мощного излучения в нелинейной среде**

При распространении в прозрачной среде электромагнитного излучения с большой амплитудой поляризация среды зависит от приложенного электрического поля  $E$  нелинейно и может быть разложена в степенной ряд:

$$P = \varepsilon_0 [\chi^{(1)} E + \chi^{(2)} EE + \chi^{(3)} EEE + \dots], \quad (1.1)$$

где  $\chi^{(i)}$  – нелинейная восприимчивость  $i$ -порядка. Обычно филаментацию рассматривают в средах с центральной симметрией, где второй порядок нелинейности обращается в ноль. Таким образом, показатель преломления среды в

таких полях будет зависеть не только от частоты (закон дисперсии), но и от интенсивности  $I(r,t)$ , и его можно записать в виде:

$$n = n_0 + n_2 I(r,t), \quad (1.2)$$

где  $n_0$  – линейный коэффициент преломления,  $n_2$  – коэффициент керровской (кубичной) нелинейности среды. Кубичная нелинейность среды выражается через нелинейную восприимчивость третьего порядка следующим образом:

$$n_2 = \frac{3 \chi^{(3)}}{4 \varepsilon_0 c n_0^2}, \quad (1.3)$$

При распространении в прозрачной среде мощного лазерного излучения с гауссовым профилем на оси интенсивность пучка максимальна. В этом случае, нелинейный показатель преломления на оси также будет больше, чем на периферии. В среде появится аналог собирающей линзы с фокусным расстоянием, увеличивающимся по мере удаления от оси в поперечном сечении пучка и уменьшающимся по мере распространения пучка по среде (поскольку из-за такой фокусировки интенсивность пучка будет увеличиваться). Такое взаимодействие электромагнитного излучения со средой и называется самофокусировкой. Мощность пучка, при которой такая нелинейная фокусировка (угол фокусировки  $\theta \sim (n^2 I)^{1/2}$ ) будет полностью компенсировать дифракционную расходимость пучка ( $\theta_d \sim \lambda/d$ , где  $\lambda$  – длина волны,  $d$  – диаметр пучка), называется критической мощностью самофокусировки  $P_{cr}$  (Chiao R.Y., et al., 1964) и описывается следующим выражением:

$$P_{cr} = \frac{3,77 \lambda^2}{8 \pi n_0 n_2}, \quad (1.4)$$

Критическая мощность самофокусировки на длине волны 800 нм в воздухе была измерена в различных экспериментах (Liu W. & Chin S.L., 2005; Couairon A. & Mysyrowicz A., 2007; Кандидов В.П. и др., 2009; Polynkin P. & Kolesik M., 2013) и составляет от 1.7 до 5 ГВт. Такое существенное отличие в измеренных значениях критической мощности  $P_{cr}$  может объясняться, например, различной длительностью импульсов в разных экспериментах. Так при малых длительностях ( $\sim 10^{-14}$  с) основной вклад в керровскую нелинейность вносит безынерционный

механизм поляризуемости. Увеличение длительности импульса приводит к тому, что вклад от инерционной составляющей (ориентационный механизм эффекта Керра) возрастает и величина критической мощности уменьшается.

Расстояние от выхода излучения из лазерной системы (в экспериментах с фемтосекундными импульсами обычно от выходной решетки компрессора) до коллапса пучка вследствие самофокусировки или, что тоже самое, до начала филаментации  $z_{fil}$  зависит от мощности  $P$  и описывается так называемой полуэмпирической формулой Марбургера (Marburger J.H., 1975):

$$z_{fil} = \frac{0,367L_{DF}}{\left\{ \left[ (P/P_{cr})^{\frac{1}{2}} - 0,852 \right]^2 - 0,0219 \right\}^{\frac{1}{2}}}, \quad (1.5)$$

где  $L_{DF}$  – дифракционная длина для данного лазерного излучения ( $L_{DF} = ka_0^2/2$ ,  $a_0$  – перетяжка пучка,  $k$  – волновое число). Следует отметить, что еще в работе (Chiao R.Y., et al., 1964) при теоретическом рассмотрении явления самофокусировки, отмечалось, что при мощностях существенно больших, чем критическая мощность самофокусировки, лазерный пучок неустойчив и может разваливаться на несколько пучков с мощностью около пороговой. Поэтому, выражение (5) хорошо применимо для лазерных пучков, мощность которых не намного превышает критическую.

При дополнительной геометрической фокусировке пучка расстояние до начала коллапса пучка  $z'$  смещается от геометрического фокуса навстречу распространяющемуся излучению в соответствии с формулой (Таланов В.И., 1970):

$$\frac{1}{z'} = \frac{1}{z_{fil}} + \frac{1}{f}, \quad (1.6)$$

где  $f$  – фокусное расстояние, а  $z_{fil}$  – расстояние до коллапса пучка без геометрической фокусировки (5). В данной работе геометрическая фокусировка лазерного пучка называется острой или жесткой, если фокусное расстояние фокусирующего элемента существенно меньше расстояния до коллапса коллимированного пучка  $z_{fil}$ .

### 1.1.2. Фотоионизация

При самофокусировке лазерных импульсов происходит значительное увеличение интенсивности излучения. При этом распространение излучения в прозрачных средах не сопровождается линейным поглощением энергии. Однако, при высоких интенсивностях излучения может происходить нелинейное поглощение и фотоионизация среды. Ионизация атомов и молекул может происходить двумя способами: многофотонный механизм и туннельный. При относительно большой энергии кванта (меньше, чем потенциал ионизации) и/или не очень большой амплитуде электромагнитного поля нелинейная ионизация может происходить при одновременном поглощении нескольких фотонов. Например, для типичной для титан-сапфировой лазерной системы длиной волны  $\lambda = 800$  нм энергия фотона составляет 1.5 эВ. Потенциал ионизации молекулы кислорода составляет  $U_i \approx 12$  эВ. Отсюда для осуществления многофотонной ионизации кислорода необходимо  $U_i/\hbar\omega_0 = 8$  фотонов.

Для сильного электромагнитного поля и/или меньших энергий кванта ионизация происходит в туннельном режиме. В этом случае внешнее электрическое поле изменяет форму потенциальной ямы, в которой находится электрон. Тогда электрон может туннелировать через уменьшенный потенциальный барьер и ионизовать атом.

В работе (Келдыш Л.В., 1965) впервые теоретически была продемонстрирована возможность реализации двух этих механизмов ионизации. Какой из них преобладает в конкретном случае, определяется параметром адиабатичности Келдыша:

$$\gamma = \frac{\omega\sqrt{2mU_p}}{eE}, \quad (1.7)$$

где  $U_p$  – потенциал ионизации атома,  $m$  и  $e$  – масса и заряд электрона, соответственно,  $\omega$  и  $E$  – частота и амплитуда напряженности электромагнитной волны. Когда параметр адиабатичности  $\gamma \gg 1$ , происходит многофотонная фотоионизация, в случае когда параметр Келдыша  $\gamma \ll 1$  - реализуется туннельный механизм ионизации. В работах (Zheltikov A. M., 2016; Serebryannikov E. E &



Zheltikov A. M., 2016) рассматривается фотоионизация среды ультракороткими лазерными импульсами, вводится временной масштаб фотоионизации.

### 1.1.3. Физические модели самофокусировки и филаментации

Как было показано в предыдущих разделах при распространении мощного электромагнитного излучения в прозрачной среде происходит самофокусировка, в результате которой значительно увеличивается интенсивность. Высокая интенсивность приводит к ионизации среды, что, в свою очередь, ведет к локальному (в области существования плазмы) уменьшению показателя преломления (Feit, M.D. & Fleck, J.A., 1974) по закону:

$$n = n_0 - \frac{\rho(r,t)}{2\rho_c}, \quad (1.8)$$

где  $\rho(r,t)$  – плотность электронов в плазме,  $\rho_c$  - критическая плотность плазмы, которая зависит от частоты электромагнитного излучения следующим образом:

$$\rho_c = \frac{\varepsilon_0 m_e \omega^2}{e^2}, \quad (1.9)$$

(для справки, критическая плотность плазмы для длины волны 744 нм составляет  $\rho_c \approx 1.5 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ).

Уменьшение показателя преломления в области образованной плазмы оказывает дефокусирующее воздействие на электромагнитное излучение. Таким образом, баланс между процессами самофокусировки, ионизации и дефокусировки на образующейся плазме определяет характер распространения излучения: излучение распространяется в виде тонкой нити (филамента), при этом вдоль этой нити образуется протяженный плазменный канал, который препятствует полному схлопыванию пучка. Следует отметить, что при филаментации плазма образуется преимущественно на переднем фронте импульса, при этом задний фронт импульса сильно дефокусируется этой плазмой, т.е. эти процессы принципиально являются динамическими (нестационарными).

Следует отметить, что не так давно было высказано предположение, и некоторые коллеги его придерживаются, что при филаментации (распространение лазерного излучения в виде тонкой нити) ограничение полного схлопывания пучка

происходит в результате возрастающей при увеличении интенсивности роли нелинейностей более высоких порядков (Loriot et al., 2009; Vejet P., et al., 2010 и др.). В данной работе этот дискуссионный взгляд на филаментацию не рассматривается

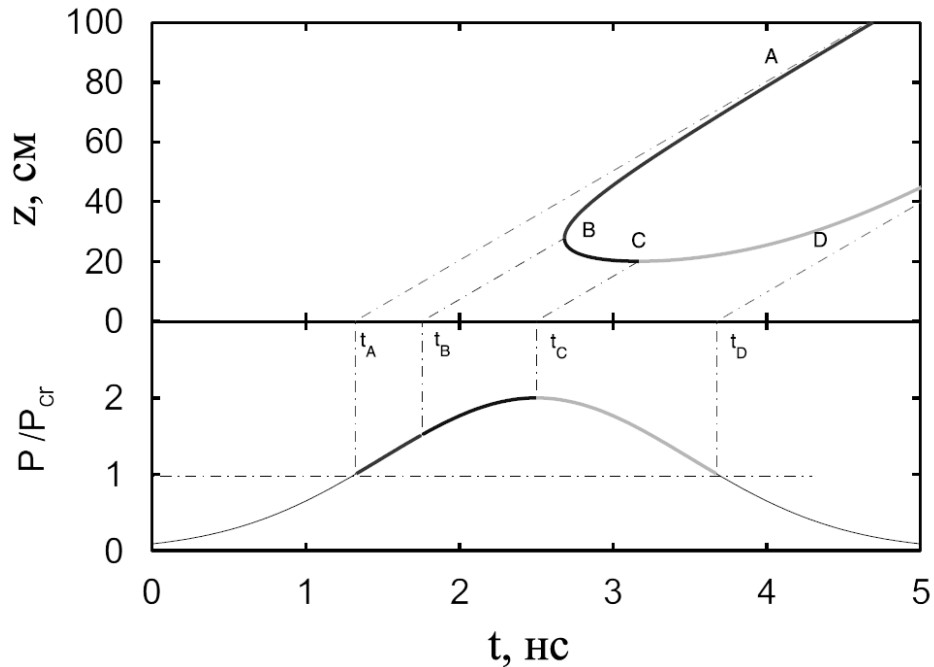


Рис. 1.1. Иллюстрация фокусировки временных слоев импульса(верхний рисунок), мощность которых превышает критическую мощность самофокусировки (нижний) (Shen Y.R., 1984).

В течение длительного времени существовало две модели, которые объясняли самофокусировку и филаментацию в твердых телах и жидкостях: самоканалирование (self-trapping) и модель движущихся фокусов. В первой модели филаментация является результатом самосогласования вкладов дефокусировки пучка на плазме и нелинейной самофокусировки (Таланов В.И., 1964; Chiao R.Y., et al., 1964; Таланов В.И., 1965; Chiao R.Y., et al., 1966). При такой самофокусировке поперечное распределение лазерного пучка не зависит от начального профиля (Landman M., et al., 1991; Landman M., et al., 1992; Fibich G. & Papanicolaou G., 1999) и имеет вид моды Таунса (Chiao R.Y., et al., 1964; Moll K.D., et al., 2003). Позднее в эту модель самофокусировки была включена дефокусировка лазерного импульса на образующейся плазме (Braun A., et al., 1995).

В модели движущихся фокусов (Луговой В.Н. и Прохоров А.М., 1968; Shen Y.R., 1984; Brodeur A., et al., 1997) лазерный импульс представляется в виде временных слоев, которые не зависят друг от друга. Каждый слой испытывает самофокусировку. Поскольку центральные слои импульса имеют наибольшую мощность, то, исходя из формулы (1.5), их самофокусировка происходит на наименьшем расстоянии. Чем меньше мощность рассматриваемого слоя, тем дальше от текущего положения фокусируется этот слой. Если мощность слоя меньше критической, то такой слой не испытывает самофокусировку и дифрагирует. Таким образом, в этой модели филамент выглядит как протяженная последовательность непрерывно фокусирующихся временных слоев импульса. Рис.1.1 схематично показывает расстояние до самофокусировки временных слоев импульса (верхний рисунок), имеющего гауссово распределение мощности (нижний). Так ближе всего происходит самофокусировка временного слоя  $t_C$ , обладающей наибольшей мощностью, потом -  $t_B$ , мощность которого меньше и т.д. Следует отметить, что эта модель не учитывает фотоионизацию среды, и влияние образующейся плазмы на самофокусировку и распространение излучения.

В настоящее время наиболее широко применяется так называемая динамическая модель движущихся фокусов (Brodeur A., et al., 1997). В этой модели учитывается фотоионизация и влияние образуемой плазмы на дальнейшее распространение излучения. Различные временные слои импульса в этой модели не являются независимыми, при этом дифракция, плазменная и керровская нелинейности влияют на различные слои по-разному. К примеру, на самофокусировку слоев переднего фронта импульса плазма, образуемая центральными слоями, не оказывает никакого влияния, можно сказать, что для этих слоев применяется классическая модель движущегося фокуса. При этом для слоев центральной и хвостовой частей импульса влияние плазмы не учитывать уже нельзя, и она вносит существенный вклад в распространение импульса. Таким образом, можно сказать, что эта модель включает в себя и модель движущихся фокусов и самоканалирование излучения.

#### 1.1.4. Генерация суперконтинуума и конической эмиссии

При филаментации лазерных импульсов происходит взаимодействие генерируемой плазмы с высокоинтенсивным лазерным излучением. В результате такого взаимодействия развивается эффект фазовой самомодуляции (см., например, Boyd R.W., 2003), в результате чего может происходить значительное спектральное уширение лазерного излучения в синюю и красную области спектра (Рис.1.2). Например, в работе (Kasparian J., et al., 2000a) при слабой фокусировке в воздухе лазерного импульса с центральной длиной волны 800 нм наблюдалась генерация суперконтинуума от 300 нм (УФ область спектра) до 5 мкм (ИК область спектра). Кроме того, возможна такая фазовая самомодуляция, что волновые вектора вновь генерируемого излучения будут неколлинеарны волновым векторам распространяющегося импульса. В этом случае возможна генерация конической эмиссии (Рис.1.3). В этом разделе будут рассмотрены физические принципы генерации суперконтинуума и конической эмиссии.

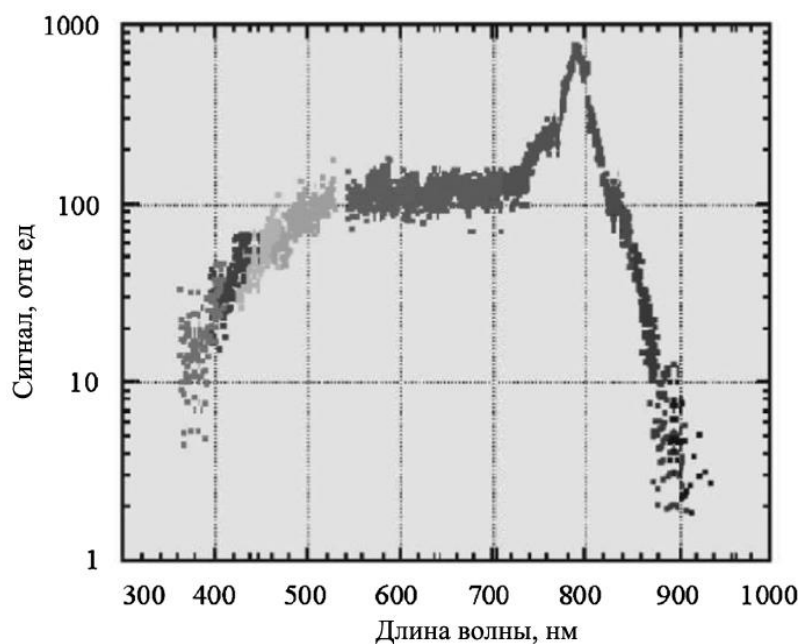


Рис. 1.2. Спектр суперконтинуума (мощность импульса 3 ТВт, длительность 70 фс, длина волны 800 нм) при филаментации на протяжении 10 м. Резкое снижение сигнала от 800 до 900 нм определялось аппаратной функцией (Kasparian J., et al., 2000a).

В приближении плоской волны можно записать:  $E(z,t) = \exp(i(\omega_0 t - kz)) = \exp(i(\omega_0 t - \omega_0 n z/c))$ , где  $\omega_0$  - центральная частота лазерного импульса,  $z$  - длина распространения в среде с коэффициентом преломления  $n$ . При взаимодействии высокоинтенсивного импульса со средой появляются нелинейные добавки к коэффициенту преломления, обусловленные керровской нелинейностью  $\Delta n_k$  и наличием плазмы  $\Delta n_p$ :  $n = n_0 + \Delta n_k + \Delta n_p$ . В этом случае изменение фазы импульса во времени и частоты излучения в зависимости от интенсивности импульса и плотности генерируемой плазмы можно описать следующей формулой:

$$\omega(r,t) = -\frac{\partial \varphi}{\partial t} \sim \omega_0 + \frac{\omega_0 z}{c} \left( -n_2 \frac{\partial I(r,t)}{\partial t} + \frac{1}{2n_0 \rho_c} \frac{\partial \rho(r,t)}{\partial t} \right), \quad (1.10)$$

где  $\varphi$  - фаза импульса,  $n_2$  - коэффициент керровской нелинейности,  $I$  - интенсивность,  $\rho_c$  - критическая плотность плазмы для  $\omega_0$ ,  $\rho$  - электронная плотность плазмы. Таким образом, появление новых частот в излучении зависит от вариаций интенсивности импульса  $\partial I/\partial t$  и электронной плотности генерируемой плазмы  $\partial \rho/\partial t$ .

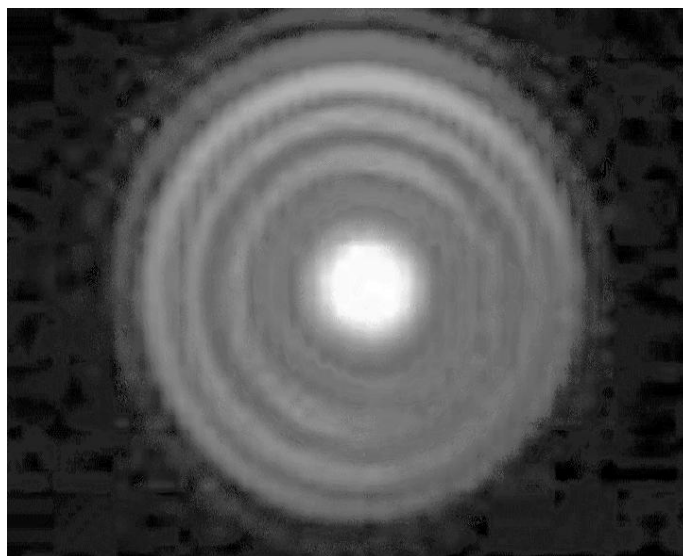


Рис. 1.3. Суперконтинуум (центральное белое пятно) и коническая эмиссия (разноцветные концентрические кольца) при филаментации лазерного импульса. Расстояние до экрана 25 метров. Энергия импульса 5 мДж, длительность 45 фс, длина волны 800 нм (Chin S.L., 2004).

Рассмотрим влияние, например, керровской нелинейности на фазовую скорость импульса. Поскольку интенсивность лазерного импульса изменяется во времени, также во времени изменяется величина керровской добавки к показателю преломления, т.е. в центральных слоях импульса, где интенсивность максимальна эта добавка также принимает максимальное значение. Поэтому электрическое поле центральной части импульса замедляется, что приводит к увеличению частоты на заднем фронте и наоборот к уменьшению частоты на переднем. Схематично такая фазовая самомодуляция показана на Рис.1.4.

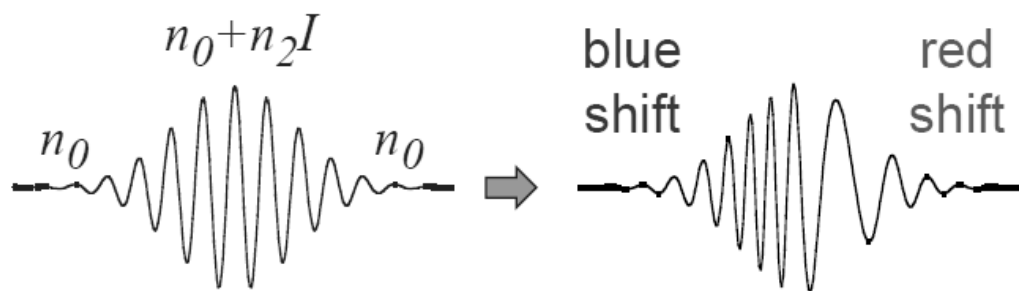


Рис.1.4 Фазовая самомодуляция на керровской нелинейности (Schaffer С.В., 2001)

Уменьшение групповой скорости света для центральных слоев импульса, обусловленное большим показателем преломления, ведет к изменению формы импульса. Задний фронт импульса как бы догоняет центральную более медленную часть, при этом изначальный гауссовый во времени профиль интенсивности импульса становится более пологим в начале и более крутым на заднем фронте импульса. Такая трансформация при распространении импульса, показанная на Рис.1.5, называется самоукручением (*self-steepening*).

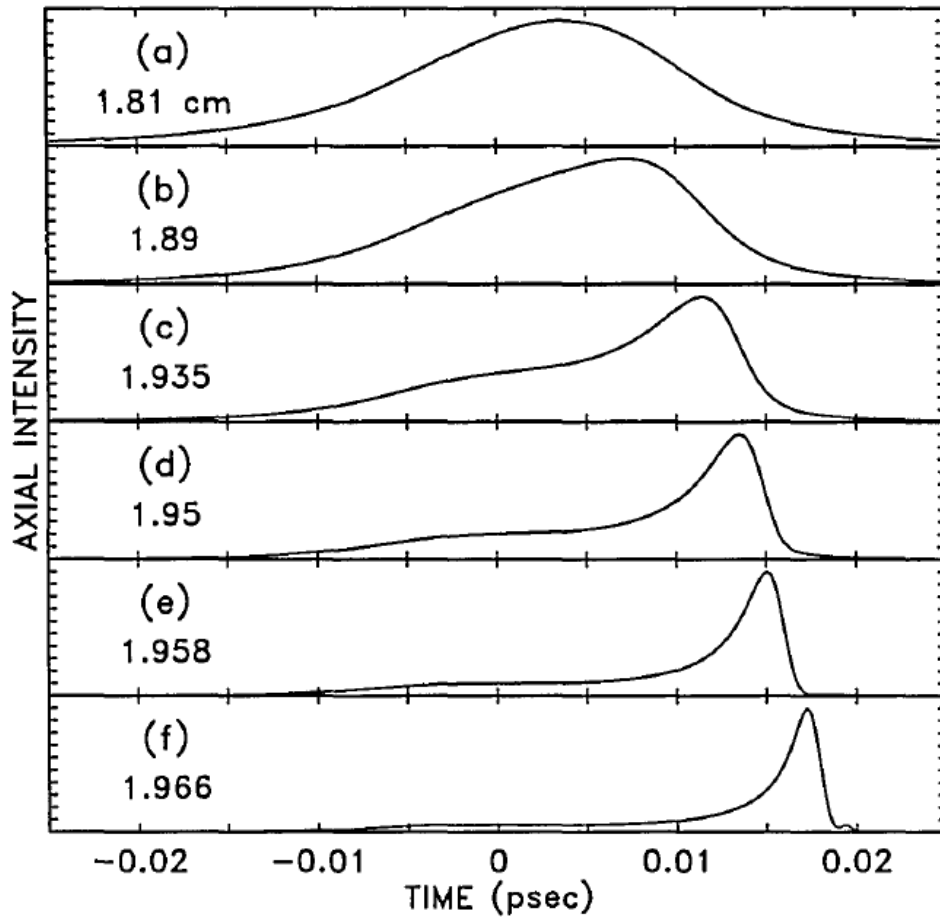


Рис. 1.5. Численное моделирование приосевой интенсивности импульса при его распространении с учетом самоукручения и самофокусировки. Цифры слева показывают дистанцию распространения. (Rothenberg J. E., 1992)

Генерация суперконтинуума происходит коллинеарно оптической оси. В приближении плоской волны такая трансформация волнового вектора показана на Рис.1.6 а. Поскольку лазерный импульс и генерируемая плазма имеет конечный поперечный размер, фазовая самомодуляции (вариации коэффициента преломления) возможна в направлении перпендикулярном оптической оси (Рис.1.6б). В общем виде волновой вектор лазерного импульса можно представить в следующем виде:

$$k = k_z z + k_r r = k_{0z} z + \Delta k_z z + k_{0r} r + \Delta k_r r \quad (1.11)$$

где  $k_0$  - амплитуды начальных волновых векторов,  $z$  и  $r$  – единичные векторы вдоль и перпендикулярно направлению распространения. Исходя из формулы (1.10), образованная плазма дает положительную добавку к частоте излучения, т.е. спектр излучения уширяется в синюю область при распространении излучения вдоль оси

$z$ , и перпендикулярно ей по направлению  $r$ . Необходимо отметить, что увеличение градиента электронной плотности ведет к росту значения  $\Delta k_r$  и, как следствие, к увеличению угла распространения такого излучения (Рис.1.6). Таким образом, излучение с разными частотами будет распространяться в разные углы (чем больше частота, тем больше угол). Такое положение радужных колец показано на Рис.1.3. Подробное описание процесса генерации конической эмиссии опубликовано в работах (Голубцов И.С., и др., 2001; Kandidov V.P., et al., 2003).

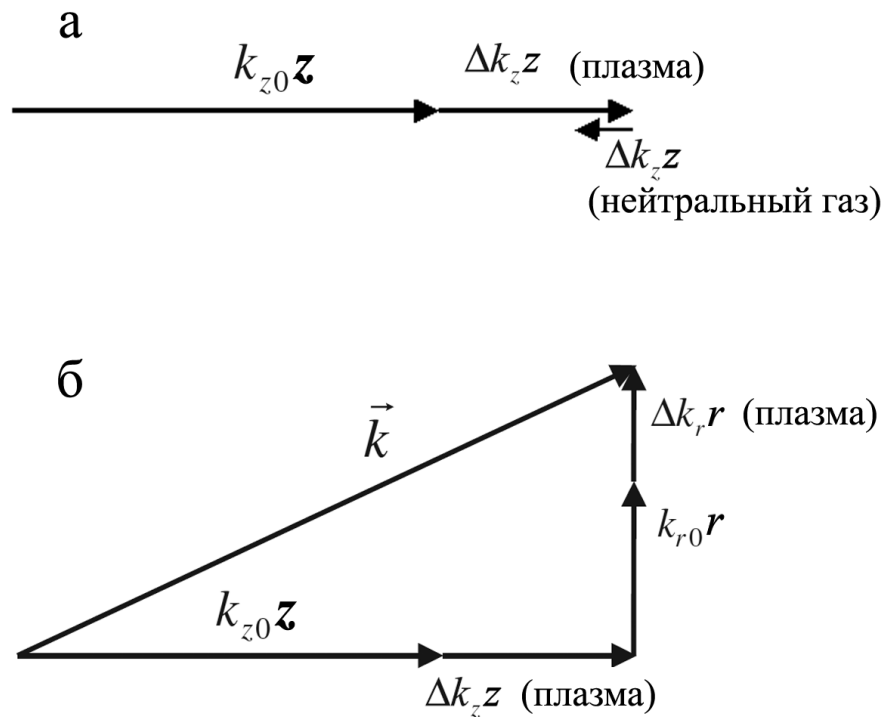


Рис. 1.6. Сложение векторов волнового фронта. а) генерация суперконтинуума. б) генерация конической эмиссии. (Chin S.L., et al., 2005)

### 1.1.5. Генерация третьей гармоники

Генерация третьей гармоники, возникающая при филаментации лазерных импульсов описано во многих работах, например, в (Shen Y.R., 1984) и может быть объяснено известным механизмом генерации высших гармоник. Электрическая дипольная поляризация  $\mathbf{P}(r, t)$  описывает отклик среды на действие поля  $\mathbf{E}(r, t)$  и может быть записана в виде:



$$\begin{aligned}
P(\mathbf{r}, t) = & \int_{+\infty}^{-\infty} \chi^{(1)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}', t') d\mathbf{r}' dt' \\
& + \int_{+\infty}^{-\infty} \chi^{(2)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1, t - t_1; \mathbf{r} - \mathbf{r}_2, t - t_2) :: \mathbf{E}(\mathbf{r}_1, t_1) \mathbf{E}(\mathbf{r}_2, t_2) d\mathbf{r}_1 dt_1 d\mathbf{r}_2 dt_2 \\
& + \int_{+\infty}^{-\infty} \chi^{(3)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1, t - t_1; \mathbf{r} - \mathbf{r}_2, t - t_2; \mathbf{r} - \mathbf{r}_3, t - t_3) : \\
& : \mathbf{E}(\mathbf{r}_1, t_1) \mathbf{E}(\mathbf{r}_2, t_2) \mathbf{E}(\mathbf{r}_3, t_3) d\mathbf{r}_1 dt_1 d\mathbf{r}_2 dt_2 d\mathbf{r}_3 dt_3 + \dots
\end{aligned} \tag{1.12}$$

где  $\chi^{(i)}$  – нелинейная восприимчивость  $i$ -го порядка. Если представить поле  $\mathbf{E}$  в виде суммы монохроматических плоских волн

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \sum_i \mathbf{E}(\mathbf{k}_i, \omega_i) \tag{1.13}$$

то, применив преобразование Фурье и учитывая, что воздух является центрально-симметричной средой, т.е.  $\chi^{(2)} = 0$ , уравнение (1.12) можно записать в общем виде:

$$P(\mathbf{k}, \omega) = P^{(1)}(\mathbf{k}, \omega) + P^{(2)}(\mathbf{k}, \omega) + P^{(3)}(\mathbf{k}, \omega) + \dots, \tag{1.14}$$

$$P^{(1)}(\mathbf{k}, \omega) = \chi^{(1)}(\mathbf{k}, \omega) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega), \quad P^{(2)}(\mathbf{k}, \omega) = 0,$$

$$P^{(3)}(\mathbf{k}, \omega) = \chi^{(3)}(\mathbf{k} = \mathbf{k}_i + \mathbf{k}_j + \mathbf{k}_l, \omega = \omega_i + \omega_j + \omega_l) :: \mathbf{E}(\mathbf{k}_i, \omega_i) \mathbf{E}(\mathbf{k}_j, \omega_j) \mathbf{E}(\mathbf{k}_l, \omega_l),$$

В этом случае нелинейная дипольная поляризация среды  $P^{(3)}$  является результатом сложения вкладов диполей, осциллирующих на частотах  $\omega_i$ ,  $\omega_j$  и  $\omega_l$ , и служит источником излучения на частоте  $\omega = \omega_i + \omega_j + \omega_l$ . Таким образом, поскольку в нашем случае  $\omega_i = \omega_j = \omega_l$ , происходит генерация третьей гармоники  $3\omega$ . Экспериментально генерация третьей гармоники впервые наблюдалась при филаментации фемтосекундных импульсов в работе (Fedotov A. V., et al., 1997).

Следует отметить, что по подобному механизму могут генерироваться и более высокие нечетные (в силу симметрии среды) гармоники. Однако, если рассматриваемая основная частота соответствует титан-сапфировому лазеру (длина волны около 800 нм), то эти гармоники располагаются в области вакуумного ультрафиолета и эффективно поглощаются средой распространения. Поэтому генерация таких гармоник при филаментации обычно не рассматривается.

## **1.2. Экспериментальные и теоретические исследования филаментации**

Филаментация фемтосекундных лазерных импульсов и сопутствующие ей нелинейные явления исследовались в течение более чем двадцати лет различными научными группами из многих стран. В настоящее время в этой области работает более 60 научных групп, опубликовано несколько тысяч работ, в том числе несколько известных в этой области обзоров (Chin S.L., 2005; Couairon A. & Mysyrowicz A., 2007; Kasparian J. & Wolf J.-P., 2008; Кандидов В.П. и др., 2009). Поскольку рассмотреть все публикации относящиеся к этой области в рамках данной работы не представляется возможным, ниже будет приведено описание только некоторых из них.

### **1.2.1. Филаментация коллимированных лазерных импульсов**

Первое сообщение о филаментации или самоканалировании фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе было опубликовано в 1995 году (Braun A. et al., 1995). В этой статье рассматривалось распространение в воздухе лазерных импульсов энергией до 50 мДж с длительностью 200 фс. Было показано, что при распространении таких импульсов формируется филамент, который может распространяться на десятки метров. Здесь также впервые отмечалось о возможности распространения импульсов в режиме множественной филаментации. С помощью отражения импульса от стеклянной пластинки, расположенной под небольшим углом к оптической оси, было получено изображение филамента на ПЗС матрице (Рис.1.7). Диаметр филамента (FWHM) составлял 80 мкм на протяжении всего его существования. В более поздних экспериментальных (Nibbering E.T.J. et al., 1996; Kosareva O.G. et al., 1997; Yang H. Et al., 2002; La Fontaine B. Et al., 1999) и расчетных (Chiron A. et al., 1999; Lange H.R. et al., 1998; Couairon A. & 2002) работах диаметр филамента, возникающего при филаментации коллимированного или слабофокусированного излучения, также определялся на уровне 80-120 мкм.

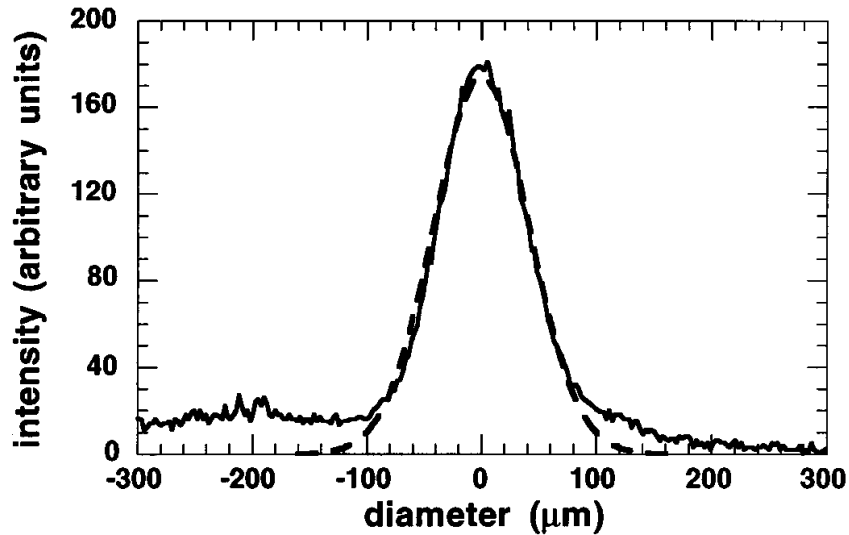


Рис.1.7. Поперечное сечение филамента, полученное с помощью ПЗС матрицы на расстоянии 30 м от лазерной системы (Braun A. et al., 1995).

Распространение лазерных импульсов вдоль таких тонких нитей с высокой интенсивностью привлекло возможностью создания протяженных плазменных каналов в воздухе. Поэтому в ряде экспериментов особое внимание уделялось протяженности филаментов. Однако, при достаточной мощности импульсов многие авторы отмечали, что протяженность области филаментации определялась длиной оптической трассы, которая была доступна в лаборатории. Поэтому многие работы не определяют длину области филаментации, а сообщают, что длина филамента превышала какое-то определенное расстояние. Например, в работе (Braun A. et al., 1995) филаментация начиналась на расстоянии 10 м от лазерной системы и наблюдалась еще на протяжении 20 метров. Дальнейшее распространение импульсов в этой работе ограничивалось размерами коридора. В работе (Brodeur A. et al., 1997) свободное распространение импульсов исследовалось на расстояниях до 110 м. Длина филамента в этих экспериментах составляла 90 м. В более поздней работе (La Fontaine V. et al., 1999) сообщалось о получении филамента с длиной превышающей 200 м.

Ряд экспериментальных и теоретических работ был направлен на исследование возможности увеличения протяженности филамента и плазменного канала. Например, было показано (Mechean G. et al., 2004a, 2005), что при отрицательном чирпировании импульса можно получить более протяженные плазменные каналы. Действительно, при распространении в воздухе такого

импульса в результате дисперсии среды происходит сжатие импульса и увеличение его мощности. Затем на этот импульс уже с большей, чем вначале распространения, мощностью действует смофокусировка и происходит его филаментация. При этом мощность исходного спектрально-ограниченного импульса может достигать десятков критических мощностей, а филаментация начнет развиваться при небольшом превышении мощности импульса над критической. По мере дальнейшего распространения с одной стороны энергия импульса будет теряться на фотоионизацию среды и поддержание филаментации, с другой – его длительность будет продолжать сокращаться, поддерживая его мощность выше критической. В результате энергия импульса как бы «размазывается» вдоль одного протяженного филамента, вместо того, чтобы дать начало множественной филаментации (следует отметить, что в реальных экспериментах все равно наблюдается существование нескольких параллельных филаментов, т.е. множественная филаментация). Эти эксперименты проводились на воздушной трассе 2300 м. В работе (Mechean G. et al., 2004b) был предложен такой подход, а в работе (Mechean G. et al., 2005) проведено его подробное исследование (Рис.1.8). Длина плазменного канала в этих экспериментах составляла около 370 м (Рис.1.10 при длительности chirпированного импульса 2.4 пс). Работа (Durand M. et al., 2013) была посвящена более подробному исследованию распространения фемтосекундных импульсов на таких протяженных трассах (до 2.5 км). В этой работе исследовались лазерные импульсы с энергией около 200 мДж при варьируемой от 40 фс до 15 пс длительностью. В частности, было показано, что с помощью фокусировки и chirпирования можно создавать и поддерживать плазменные каналы длиной около 350 м на расстоянии до 1 км. Интересно отметить, что в этой работе проводилось исследование возможности повреждения оптических элементов из Ge с помощью филаментов на километровом расстоянии. При этом было показано, что турбулентности и туман снижают разрушительное действие на ИК оптику, тогда как небольшой дождь практически не оказывает влияния на разрушение оптики.

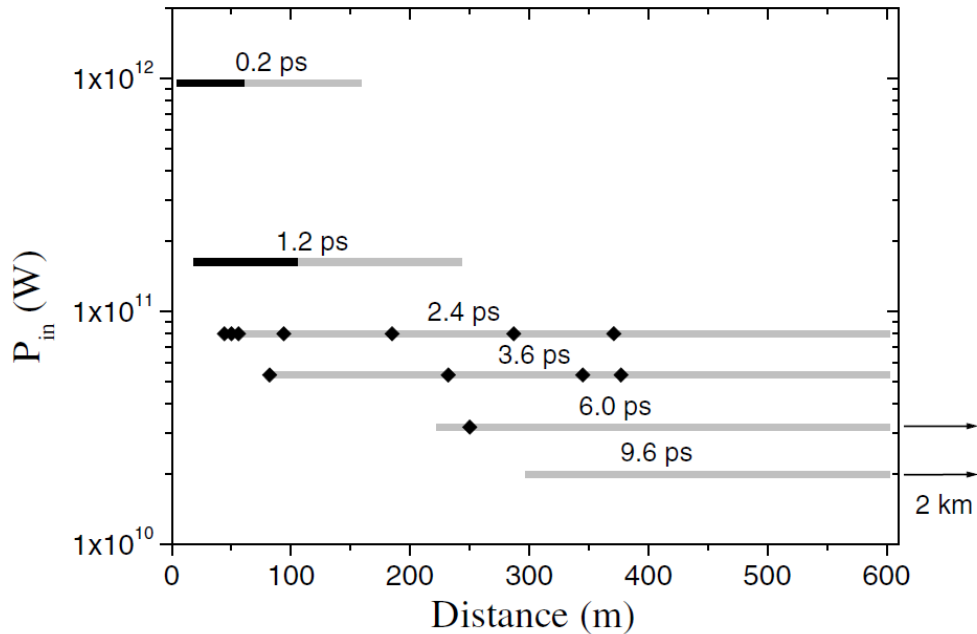


Рис.1.8. Изменение длины филаментации при различном начальном chirпе лазерного импульса (Mejean G. et al., 2005). Длительность нечирпированного импульса 100 фс. Черным цветом показаны линии и точки, где была зарегистрирована ионизация воздуха. Серые линии соответствуют наблюдению яркого светового канала.

Для того, чтобы локализовать положение филамента вдоль оптической оси обычно применяется слабосходящиеся лазерные пучки (определение см. в этом разделе выше). В этом случае филамент начинается в нелинейном фокусе системы (см. формулу (1.6)) и продолжается до перетяжки пучка. Следует отметить, что в случае слабосходящихся лазерных пучков геометрическая расходимость излучения после прохождения перетяжки невелика. Поэтому филамент и, соответственно, плазменный канал могут распространяться на существенные расстояния за перетяжку пучка. Например, в работе (Yang H. et al., 2002) при фокусировке лазерного излучения линзой с фокусным расстоянием 4 м наблюдалось образование плазменного канала длиной 5 м. Уменьшение фокусного расстояния до 1.5 м приводило к сокращению длины плазменного канала до 30 см. Следует отметить, что в этих экспериментах применялись импульсы с энергией 45 мДж при длительности 25 фс, т.е. превышение мощности этих импульсов над критической мощностью составляло более 300 раз. К сожалению, в статье приведены не все параметры пучка, однако, исходя из общих соображений из формулы Марбургера

(1.5) можно оценить расстояние нелинейной фокусировки этого пучка, которое составляет несколько метров. Таким образом, применение в этих экспериментах линз с фокусным расстоянием 1.5 – 5 м можно считать слабой фокусировкой лазерного пучка. В работе (Tzortzakis S. et al., 1999) также при относительно слабой фокусировке пучка (фокусное расстояние линзы составляло 2.24 м) длина плазменного канала превышала 1.5 м.

Концентрация свободных электронов в плазменных каналах, которые образуются при филаментации коллимированных или слабосходящихся пучков, по оценкам, проведенным в разных работах, составляет  $N_e \sim 10^{11} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$  (Couaigon A. & Mysyrowicz A., 2007). Такой разброс экспериментальных данных (шесть порядков и более) обусловлен применением различных методик измерений, разных экспериментальных условий. Ниже будет приведено описание некоторых работ по измерениям плотности свободных электронов в плазменных каналах.

В работе (Schillinger H. & Sauerbrey R., 1999) сообщалось о полученной экспериментально плотности плазмы в филаменте большей, чем  $6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ . При этом в том же году в опубликованной работе (Tzortzakis S. et al., 1999) концентрация свободных электронов оценивалась по проводимости плазменного канала и составляла  $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Следует отметить, что сами авторы работы (Schillinger H. & Sauerbrey R., 1999) со ссылкой на результаты (Tzortzakis S. et al., 1999) пишут, что полученная ими величина электронной плотности может быть заниженной, поскольку в их методике проводилось усреднение по пространственной области около 10 мм, которая содержала 10-20 филаментов. Существенно большую плотность плазмы  $\sim 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  получили авторы работы (Yang H. Et al., 2002). В этих экспериментах использовался метод Pump-Probe, т.е. плазма филаментирующего Pump пучка просвечивалась менее энергетичным Probe пучком. Плотность плазмы определялась по смещению интерференционных полос Probe пучка из-за его рефракции на плазме, причем, варьируя задержки между импульсами Pump и Probe, авторы могли измерять динамику плотности плазмы в плазменном канале (Рис.1.9). Здесь следует отметить, что измеренная на второй наносекунде электронная плотность плазмы составляет около  $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

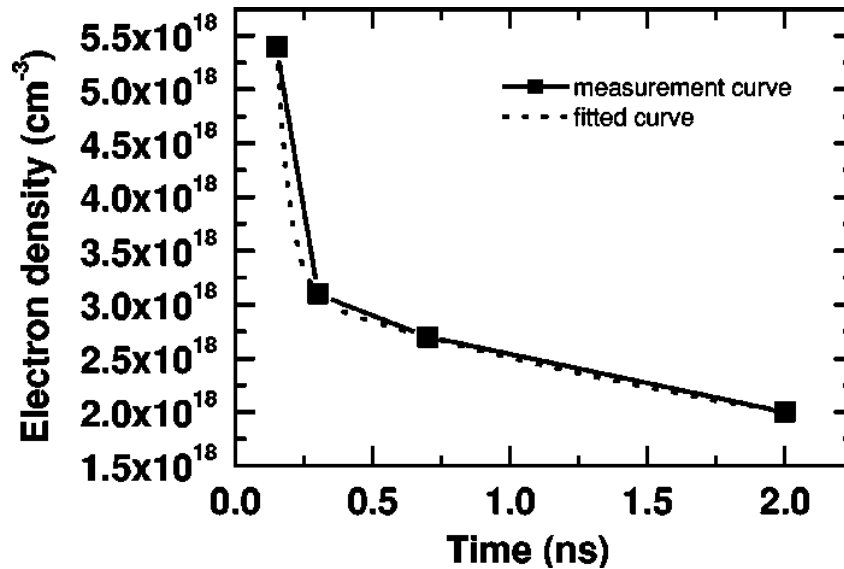


Рис.1.9. Динамика плотности плазмы в плазменном канале, образованном при филаментации фемтосекундного лазерного импульса. (45 мДж, 25 фс, 800 нм) (Yang H. Et al., 2002).

Если рассматривать рекомбинацию электронов в электронейтральной плазме без отрицательных ионов, то плотность электронов  $N_e(t)$  будет снижаться по закону (Райзер Ю.П., 1987):

$$N_e(t) = N_{e0}/(1 + \beta N_{e0}t), \quad (1.15)$$

где  $N_{e0}$  - начальная концентрация электронов, а  $\beta$  - коэффициент рекомбинации. Для диссоциативной рекомбинации, исключая процессы с участием электронов в качестве третьих частиц,  $\beta \sim 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$  и не зависит от  $N_e$ . Несложно оценить, что при начальной плотности электронов  $N_{e0} > 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , на временах 1 нс и более плотность электронов в плазме будет  $N_{e0} \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Таким образом, величина  $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  является явно завышенной. Однако, если предположить наличие некоей систематической ошибки в измерениях и предположить, что на второй наносекунде электронная плотность плазмы составляет величину  $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , то в начальный момент измеренная плотность будет несколько единиц  $10^{16} \text{ см}^{-3}$ , что находится в разумном согласии с результатами работы (Tzortzakis S. et al., 1999). Следует отметить, что такая же величина электронной плотности была получена методом спектральной интерферометрии в работе (La Fontaine B. Et al., 1999). Примерно такое же значение плотности плазмы ( $4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) было получено из

оценки по экспериментально определенной интенсивности импульса в первой работе по изучению филаментации фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе (Braun A. et al, 1995). В работе (Couairon A., Bergé L., 2002) было проведено численное моделирование филаментации коллимированного пучка. Рассматривались две длины волны: 800 и 248 нм. В обоих случаях пиковое значение электронной плотности плазмы составляло около  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ .

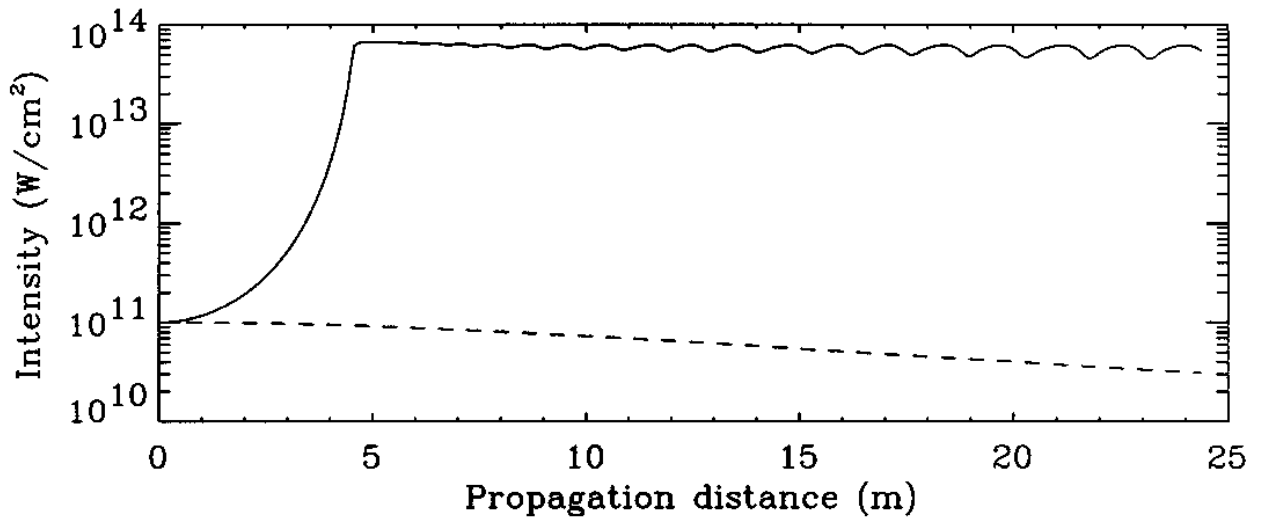


Рис.1.10. Результаты численных расчетов. Сплошная кривая – интенсивность лазерного излучения при самофокусировке в воздухе с учетом рефракции на плазме. Пунктир – интенсивность при распространении в вакууме.

(Braun A. et al., 1995).

При распространении мощного коллимированного лазерного излучения в режиме филаментации коллапс пучка ограничивается рефракцией излучения на самонаведенной плазме. В результате взаимодействия двух нелинейных процессов (керровская самофокусировка и рефракция на плазме) происходит ограничение пиковой интенсивности излучения в филаменте. Уже в первой работе (Braun A. et al., 1995), где наблюдалась филаментация фемтосекундных лазерных импульсов, было высказано предположение о наличии такого ограничения (Рис.1.10). Там же были проведены оценки величины пиковой интенсивности, которая составила  $6.5 \cdot 10^{13} \text{ Вт/см}^2$ . Позднее ограничение пиковой интенсивности в филаменте исследовалось во многих работах, например (Kasparian J. et al., 2000b; Becker A. et al., 2001; Liu W. et al., 2002a; Kosareva O.G. et al., 2009; Liu X.-L. et al., 2010; Daigle J.-F. et al., 2010; Ji Z.G. et al., 2010; Xu S. et al., 2012). Рассмотрим некоторые из них.



В работе (Kasparian J. et al., 2000b) из сопоставления с экспериментальными данными на основе степени ионизации кислорода и азота была проведена аналитическая оценка интенсивности излучения при филаментации на длине волны 800 нм. Величина пиковой интенсивности составляла  $4 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>. В работе (Daigle J.-F. et al., 2010) по спектру свечения атомов азота и степени их ионизации оценивался уровень ограничения интенсивности для первой и второй гармоник излучения титан-сапфирового лазера. Диапазон интенсивностей в этой работе составлял  $(3-5.5) \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> для 800 нм (первая гармоника) и  $(1-2.5) \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> для 400 нм (вторая гармоника).

Численное моделирование, проведенное в работе (Kosareva O.G. et al., 2009), показало, что дополнительная геометрическая фокусировка излучения может увеличить интенсивность не более, чем на 7%. Причем даже сложение нескольких филаментов в режиме множественной филаментации при относительно острой фокусировке (фокусное расстояние 20 см) дает максимальную величину пиковой интенсивности  $7.5 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>, что примерно на 30% больше интенсивности в одиночном филаменте, образующемся при филаментации коллимированного излучения. В более поздних экспериментах (Xu S. et al., 2012) рассматривалась филаментация лазерного излучения при различных числовых сходящегося пучка - от 0.005 до 0.045. При максимальной энергии импульса и величине числовой апертуры 0.045 интенсивность лазерного излучения в филаменте составляла  $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>. В случае слабосходящегося пучка ( $NA = 0.005$ ) величина интенсивности была близка к значению, наблюдаемому при филаментации коллимированного излучения, и составляла  $4 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> (Подробнее об интенсивности при филаментации сходящегося пучка см. раздел 1.2.3)

Следует отметить, что ограничение интенсивности лазерного излучения при филаментации наблюдалось также и в конденсированных средах. Например, в работе (Liu W. et al., 2002b), где такой вывод был сделан на основе исследования спектров суперконтинуума, генерируемого в воде, хлороформе и стекле.

### 1.2.2. Множественная филаментация

При распространении лазерного пучка, мощность которого многократно превышает критическую мощность самофокусировки ( $P \gg P_{cr}$ ), не происходит самофокусировки пучка как целого. Пучок становится неустойчивым относительно малых возмущений поля и нелинейной среды, в результате чего происходит локальная (мелкомасштабная) самофокусировка и филаментация в различных точках по поперечному сечению. Уже в первой работе, где наблюдалась самофокусировка наносекундных импульсов в жидкостях (Пилипецкий Н.Ф. и Рустамов А.Р., 1965), отмечалось, что при некоторых условиях происходит образование нескольких световых нитей. Аналитически такая неустойчивость была рассмотрена в работе (Беспалов В.И., Таланов В.И., 1966), где рассматривалось распространение плоской волны в сильно-нелинейной среде (нелинейная жидкость). Численные расчеты особенностей распространения мощных фемтосекундных импульсов в атмосфере были опубликованы в работе (Mlejnek M., et al., 1999), где авторы показали, что в результате множественной филаментации (Рис.1.11) происходит рассеяние излучения на образующейся плазме с последующей самофокусировкой. При этом реализуется сценарий распространения импульса с минимальными энергетическими потерями.

В том же году впервые сообщалось об экспериментальном наблюдении множественной филаментации (Schillinger H. and Sauerbrey R., 1999). Авторы наблюдали распространение слабо сфокусированного (фокусное расстояние 8 м, диаметр пучка 70 мм) лазерного импульса с энергией до 160 мДж и длительностью 100 фс. На рис.1.12 показана фотография экрана, расположенного на расстоянии 5 м от геометрического фокуса. Авторы утверждают, что яркие пятна на экране соответствуют излучению суперконтинуума, генерируемого в отдельных филаментах. Численному исследованию генерации когерентного суперконтинуума при множественной филаментации была посвящена работа (Zhokhov P. A., & Zheltikov A. M., 2012).

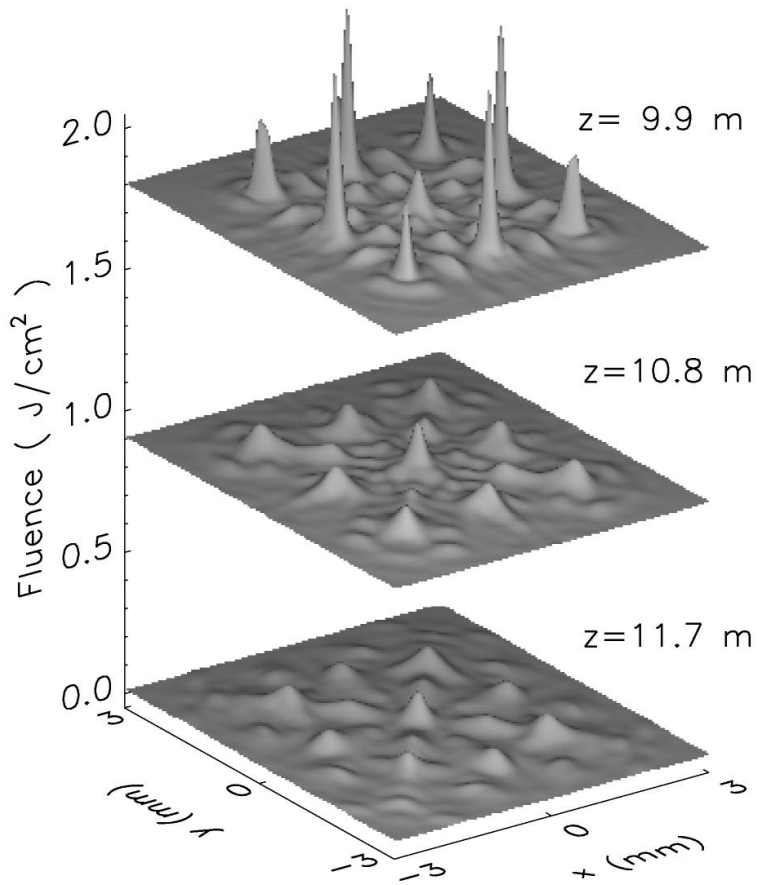


Рис.1.11. Изменение распределения плотности энергии импульса в процессе распространения (Mlejnek M., et al., 1999).



Рис.1.12. Фотография экрана, расположенного на расстоянии 5 м от геометрического фокуса (Schillinger H. and Sauerbrey R., 1999). Яркие пятна соответствуют излучению суперконтинуума, генерируемого в отдельных филаментах.

Позднее появилось множество работ, где авторы экспериментально и численно рассматривали распространение мощных лазерных импульсов в режиме множественной филаментации (Chin S.L., et al., 2002a; 2002b; Hosseini S. A., et al., 2004; Liu W., et al., 2004; Mejean G., et al., 2005). В работах рассматривалась взаимоконкуренция между двумя возникающими филаментами (Hosseini S. A., et al., 2004), влияние турбулентности воздуха (Chin S.L., et al., 2002b), генерация конической эмиссии (Chin S.L., et al., 2002a) и суперконтинуума (Liu W., et al., 2004), создание протяженных плазменных каналов (Mejean G., et al., 2005) в условиях множественной филаментации.

Среди большого количества работ, посвященных экспериментальному и численному исследованию явления множественной филаментации, хотелось бы подробнее остановиться на одной относительно недавней публикации – (Milian C., et al, 2015). В этой работе рассматривалось распространение сходящегося лазерного пучка в условиях множественной филаментации. При этом в случае значительного превышения мощности лазерного импульса  $P$  над критической мощностью самофокусировки  $P_{cr}$  ( $P > 150 P_{cr}$ ) и в экспериментах и в численном моделировании авторы наблюдали симметризацию лазерного пучка после прохождения им области перетяжки даже при значительных начальных искажения пучка (Рис.1.13). Авторы утверждают, что такая симметризация пучка в основном является следствием того, что перетяжка пучка в фокальной области является квази-точечным источником с симметричным в поперечном сечении частотным спектром, т.е. в этой области происходит зануление перпендикулярных оптической оси компонент волновых векторов. В результате, после прохождения перетяжки пучок «забывает» о начальных искажениях в поперечном сечении и происходит его симметризация. Следует отметить, что эта работа (Milian C., et al, 2015) была опубликована через два года после опубликования подобных результатов по симметризации пучка (Zvorykin V.D., et al., 2013), которые вошли в данную диссертацию (см. Главу 3). Также стоит упомянуть, что не было опубликовано ни одной работы, где бы рассматривалась множественная филаментация УФ импульсов и множественная филаментация сходящегося пучка (см. Главу 3).

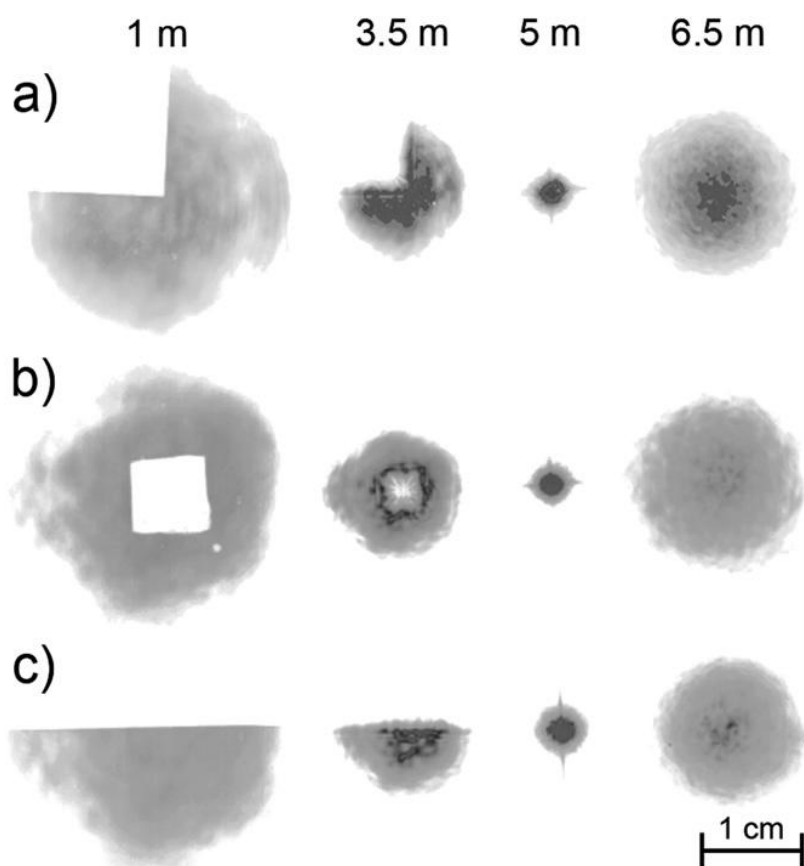


Рис.1.13.  
Экспериментальное распределение плотности энергии лазерного пучка вдоль его распространения, полученные для различных масок. 5 м соответствует положению перетяжки.

### 1.2.3. Филаментация сходящихся пучков

Исследование филаментации ультракоротких лазерных импульсов проводилось в основном для коллимированных или слабосходящихся пучков (Chin S.L. et al., 2005; Couairon A. & Mysyrowicz A. 2007; Кандидов В.П. и др., 2009). До исследований, результаты которых представлены в данной работе, изучение филаментации сильносходящихся пучков (под сильносходящимися в данной работе подразумевается такие пучки, где расстояние до перетяжки много меньше, чем до нелинейного фокуса) были посвящены лишь несколько работ. Например, в работе (Liu W. et al., 2002b) экспериментально и численно исследовалось поведение сильносходящихся пучков в конденсированной среде (в воде). Было показано, что в таких пучках вблизи перетяжки происходит лавинная ионизация. В более разреженных средах, например в воздухе, время пролета электрона от своего иона до соседней молекулы существенно больше, чем длительность ультракороткого импульса, т.е. развитие лавины невозможно. Тем не менее, в работе (Liu W. et al., 2003) утверждалось, что “Under the tightest focusing condition, filamentation is prevented and only a strong plasma volume appears at the geometrical

focus” (При наиболее жесткой фокусировке филаментация прекращается, и вблизи геометрического фокуса появляется сильноионизованная плазма). Т.е. отрицался факт возможности филаментации сильносходящихся пучков (на Рис.1.14 показано свечение плазмы вдоль филамента и в области перетяжки).

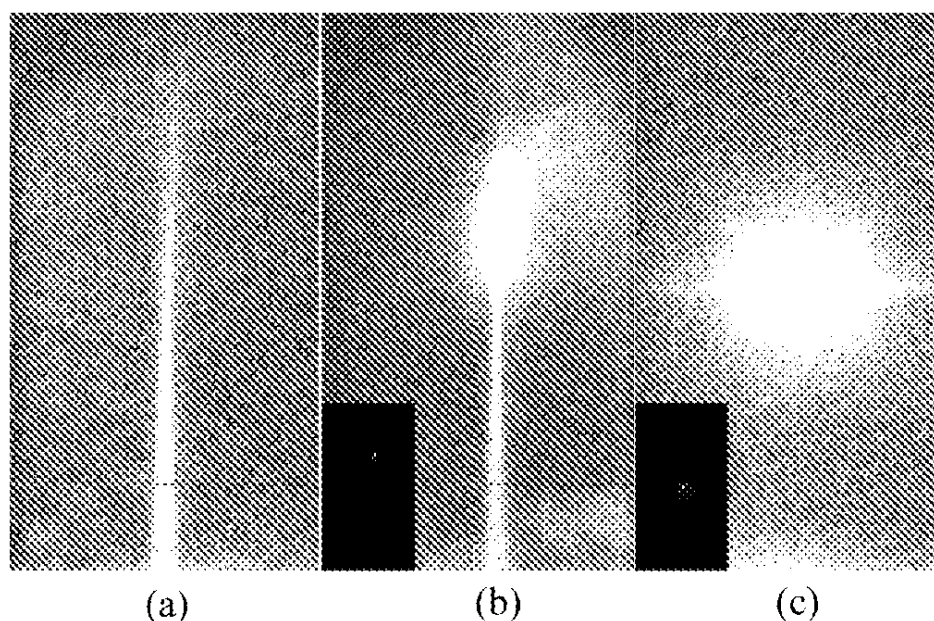


Рис.1.14. Свечение плазмы при фокусировке излучения линзами с различным фокусным расстоянием (а) 100 см, (b) 30 см и (с) 5 см. Энергия импульса 5 мДж, длительность 42 фс, центральная длина волны 810 нм. Вставки на рис. (b) и (с) показывают контрастное изображение плазмы вблизи геометрического фокуса (Liu W. et al., 2003).

В середине двухтысячных появилось несколько работ, посвященных исследованию филаментации сходящихся пучков (Liu J. et al., 2005; Deng Y.P. et al., 2006; Theberge F. et al., 2006). В этих работах применялся метод продольной дифрактометрии. В работе (Liu J. et al., 2005) измерялась временная динамика плазменного канала, образующегося при филаментации излучения, фокусируемого линзой с фокусным расстоянием 0.4 м. Было определено, что электронная плотность плазмы составляет около  $4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . В работе (Deng Y.P. et al., 2006) экспериментально было показано, что средний диаметр плазменного канала зависит от мощности импульса и увеличивается от 20 до 80 мкм при повышении относительной мощности  $P/P_{\text{cr}}$  от 1.5 до 4 (фокусное расстояние 0.5 м), длина канала составляла около 2 см. Численное моделирование, результаты

которого также представлены в этой работе, показало немного большие значения диаметра: увеличение от ~50 до 85 мкм росте  $P/P_{\text{ст}}$  от 1 до 3. Работа (Theberge F. et al., 2006) посвящена экспериментальному и численному исследованию влияния на филаментацию наличия дополнительной фокусировки. В экспериментах применялись линзы с фокусными расстояниями от 0.1 до 3.8 м (числовые апертуры от 0.04 до  $11 \cdot 10^{-4}$ , соответственно). Нелинейный фокус для применяемых в этих экспериментах импульсов составлял ~6 м, т.е. для данных условий фокусировка линзой с фокусным расстоянием 0.1 м может считаться довольно острой. В этой работе было показано (Рис.1.15), что увеличение числовой апертуры сходящегося пучка приводит к значительному (в экспериментах на несколько порядков, Рис.1.15а) росту пиковой плотности плазмы. Также отмечалось, что при этом в эксперименте уменьшается диаметр плазменного канала (вставка на Рис.1.15а). Однако, наиболее существенный рост плотности плазмы и значительное уменьшение диаметра канала наблюдалось только при одной наиболее жесткой фокусировке (одна точка). Таким образом, эти статьи показали, что филаментация сильносходящихся пучков происходит. Однако, остались открытыми вопросы изменения параметров филаментов и плазменных каналов, характер протекания при филаментации нелинейных процессов (генерация третьей гармоники, суперконтинуума и др.), реализация режима множественной филаментации в случае дальнейшего увеличения числовой апертуры пучка. Разрешению таких вопросов и посвящена данная работа. Ниже для полноты картины представлены некоторые результаты исследования филаментации сходящихся пучков других научных групп, которые проводились одновременно или несколько позже представленных в данной работе результатов.

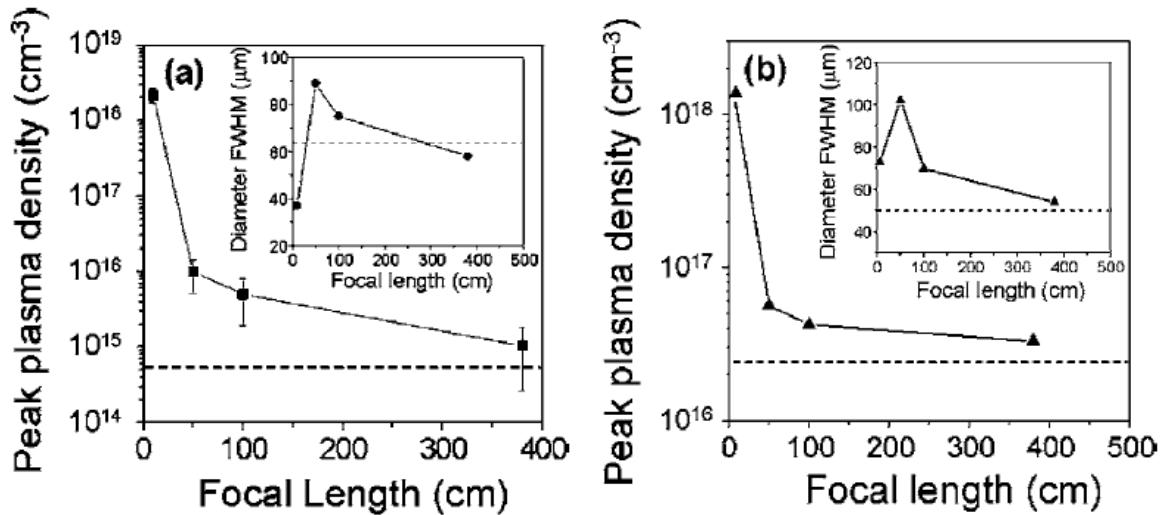


Рис.1.15. Пиковая плотность плазмы и (на вставках) диаметр плазменного канала в зависимости от фокусного расстояния. (a) эксперимент, (b) расчет. (Theberge F. et al., 2006)

Численное моделирование самофокусировки и филаментации ультракоротких лазерных импульсов в сходящихся пучках опубликовано в статье (Geints Y.E. & Zemlyanov A.A., 2010). При увеличении числовой апертуры от  $10^{-3}$  до  $10^{-2}$  радиус филамента уменьшался от  $\sim 45$  мкм до 5 мкм, а его протяженность возрастала от 1.5 м до 20 см.

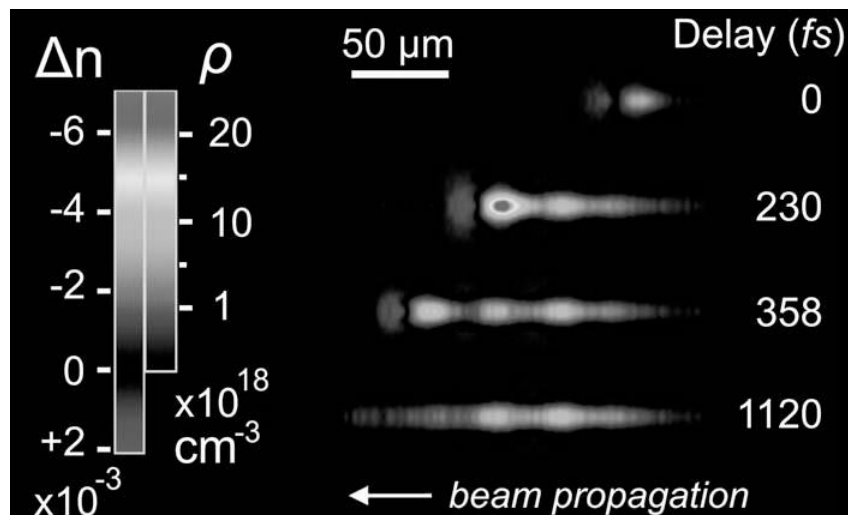


Рис.1.16. Пространственное распределение и эволюция нелинейного коэффициента преломления и электронной плотности плазмы при нелинейном распространении сильносходящегося лазерного пучка (Parazoglou D. G., & Tzortzakis S. 2008).



В работе (Papazoglou D. G., & Tzortzakis S. 2008) с помощью метода голографической микроскопии были получены пространственное распределение и эволюция нелинейного коэффициента преломления и электронной плотности плазмы при нелинейном распространении сильносходящегося (числовая апертура 0.11) лазерного пучка (Рис.1.16). Следует отметить, что в этих экспериментах энергия импульса составляла 35 мкДж при длительности 35 фс, т.е. пиковая мощность не превышала 1 ГВт, что почти на порядок меньше критической мощности самофокусировки на длине волны 800 нм.

В работе китайских ученых (Liu X.-L. et al., 2010) сообщалось об исследовании филаментации в экспериментах, где лазерное излучение фокусировалось внеосевым параболическим зеркалом с числовой апертурой 0.12. В этих экспериментах с помощью теневых изображений была заснята множественная филаментация. Диаметр одиночного филамента оценивался в 10 мкм. В этой работе также сообщалось об оценках величины лазерной интенсивности при филаментации, которая составляла  $2.5\text{-}5 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>. Однако авторы говорят о возможном завышении оценок интенсивности в этом эксперименте. С помощью интерферометрии в этой работе были получены распределения плотности плазмы в области филаментации. Максимальная плотность в этих экспериментах составляла  $\sim 5 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>, т.е. практически полностью двукратная ионизация воздуха, что вызывает некоторые сомнения в достоверности результатов. В более поздней работе этих авторов (Liu X.-L. et al., 2011) исследовалась генерация суперконтинуума в сходящемся пучке. Оценки плотности плазмы, проведенные на основании спектрального уширения суперконтинуума, показали, что максимальная плотность плазмы в этих экспериментах составляла  $10^{19}$  см<sup>-3</sup>.

В работе (Daigle J.-F. et al., 2010) исследовалась филаментация лазерных импульсах на двух длинах волн: 800 и 400 нм. При фокусировке лазерного излучения линзой с фокусным расстоянием 15 см были проведены оценки интенсивности лазерного импульса:  $(3\text{-}5.5) \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> для 800 нм и  $(1\text{-}2.5) \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> для 400 нм. Интересно отметить, что в этих экспериментах интенсивность импульса при филаментации в случае довольно сильно сходящегося пучка (к сожалению, в статье не указан диаметр пучка и/или числовая апертура,

которую по косвенным данным можно оценить как  $NA \sim 0.02$ ) практически такая же, как и при филаментации коллимированного излучения. Примерно в то же время была опубликована работа (Kiran P.P. et al., 2010), где на основе экспериментальных данных были проведены численные оценки пиковой интенсивности лазерного излучения в сильносходящемся пучке ( $NA = 0.1$ ) при филаментации. Величина пиковой интенсивности в данной работе превышала  $10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Таким образом, к началу работы, результаты которой представлены в диссертации, не было четкого представления о параметрах филаментации и плазменных каналов в условиях сильносходящегося пучка. Кроме того, некоторые авторы высказывали сомнение о возможности филаментации импульсов в таких условиях.

#### **1.2.4. Уширение спектра излучения и генерация третьей гармоникой при филаментации**

При филаментации из-за высокой интенсивности лазерных импульсов помимо самофокусировки и фотоионизации среды происходит множество нелинейных оптических эффектов, например, генерация третьей гармоникой, суперконтинуума и конической эмиссии. К текущему моменту об исследовании этих эффектов опубликовано множество статей и монографий. Например, явлению генерации суперконтинуума и конической эмиссии посвящена монография (Alfano R.R., 2006). В ней подробно описаны нелинейные процессы, происходящие при филаментации мощных лазерных импульсов в газах и в конденсированных средах, которые приводят к уширению спектра излучения. Следует отметить, что в данной работе в основном приводятся результаты, полученные для коллимированного излучения, и практически не рассматривается дополнительная фокусировка. Нелинейные процессы, происходящие при филаментации, в частности, генерация третьей гармоникой, подробно рассматриваются в большой обзорной статье (Chin S.L., 2010b).

Уже в первой публикации, где сообщалось о филаментации фемтосекундных импульсов, отмечалось уширение спектра в коротковолновую область по

сравнению с исходным лазерным спектром (Braun A., et al., 1995). Исследованию генерации третьей гармоники при распространении фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе была посвящена работа (Fedotov A.V. et al., 1997). В этой же работе рассматривалось уширение спектра и генерация суперконтинуума. Следует отметить, что в этих экспериментах применялось жесткофокусированное излучение ( $NA \approx 0.07$ ), при этом авторы называли такой режим самопробоем воздуха, а не филаментацией. Эффективность генерации третьей гармоники в этих экспериментах достигала 0.17%. Впервые о генерации третьей гармоники в режиме филаментации сообщалось в работе (Akozbeq N., et al., 2002). Ниже будут рассмотрены некоторые работы, посвященные исследованию уширения спектра и генерации третьей гармоники.

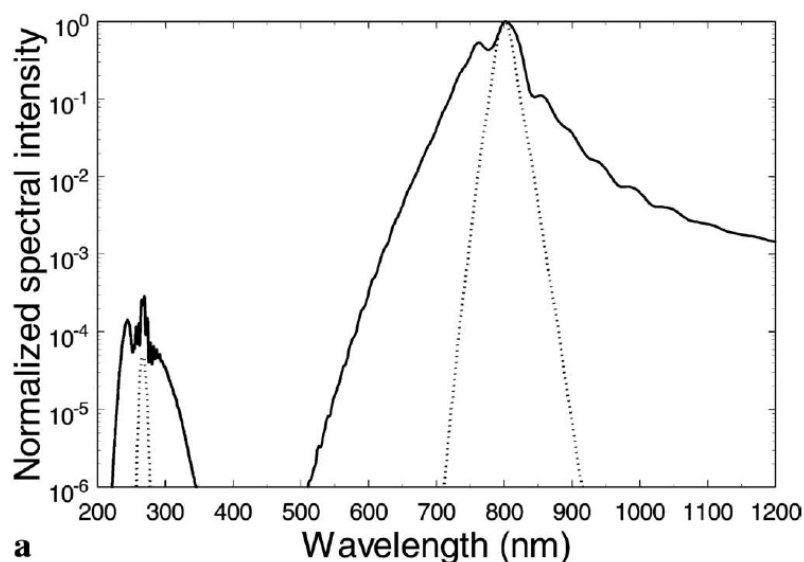


Рис.1.17. Спектр основной частоты и третьей гармоники в начале (пунктир) и после (сплошная) области филаментации (Akozbeq N., et al., 2003)

В работах (Gaeta A.L., 2000; Kandidov V.P., et al., 2003; Skupin S. & Bergé L., 2007) утверждается, что для коллимированного излучения эффективность генерации суперконтинуума увеличивается с ростом протяженности филамента. Подобное влияние длины области филаментации наблюдалось и при генерации третьей гармоники (Theberge F., et al., 2005a). Одновременное распространение вдоль филамента третьей гармоники и суперконтинуума исследовалось в работах (Akozbeq N., et al., 2003; Kolesik M., et al., 2006; Theberge F., et al., 2007). В работе (Akozbeq N., et al., 2003) при рассмотрении одновременного распространения

основной частоты и третьей гармонике был введен термин двухцветного филамента (two-color filament). В результате численного исследования, проведенного в работе (Akozbek N., et al., 2003), показано, что при таком распространении помимо уширения спектра основной (лазерной) частоты, происходит уширение спектра третьей гармоники (Рис.1.17). В работе (Kolesik M., et al., 2006), было показано, что взаимное влияние суперконтинуума и основной частоты при распространении вдоль филамента оказывает сильное влияние на генерацию третьей гармоники. При этом, в случае протяженного взаимодействия лазерного излучения со средой распространения, т.е. при значительных энергиях импульса, спектр суперконтинуума может перекрыть и даже превысить по амплитуде третью гармонику. Экспериментальное и численное исследование двухцветной филаментации показало, что при слабосфокусированном излучении энергия и интенсивность третьей гармоники, генерируемой при филаментации, стабилизируются при росте энергии основной частоты (Theberge F., et al., 2007). В работе (Theberge F., et al., 2005b) было показано, что генерация третьей гармоники происходит в виде концентрических колец. Исследованию генерации третьей гармоники были также посвящены работы (Yang H., et al., 2003; Ganeev R.A., et al., 2006; Naudeau M.L., et al., 2006). Эффективность преобразования энергии лазерного импульса в третью гармонику составляла  $10^{-3}$  (Yang H., et al., 2003) и  $1.2 \cdot 10^{-3}$  (Ganeev R.A., et al., 2006). В работе (Naudeau M.L., et al., 2006) при относительно жесткой фокусировке ( $NA = 0.01$ ) мощных (100 ГВт) лазерных импульсов с длиной волны 1.54 мкм коэффициент преобразования энергии в третью гармонику составлял  $2 \cdot 10^{-3}$ .

Таким образом, к началу работ, результаты которых приведены в диссертации, была продемонстрирована генерация третьей гармоники при распространении фемтосекундных лазерных импульсов в режиме филаментации. Максимальная эффективность преобразования основной частоты в третью гармонику в различных работах составляла  $\sim 10^{-3}$ . В отдельных работах рассматривалась генерация третьей гармоники при распространении сходящихся пучков. Однако исследование влияния числовой апертуры пучка на генерацию третьей гармоники до этого момента не проводилось. Кроме того, не

рассматривались угловые направленности третьей гармоники и конической эмиссии для различных числовых апертур.

### **1.2.5. Самофокусировка и филаментация УФ излучения**

Критическая мощность самофокусировки квадратично зависит от длины волны излучения (см. п.1.1.1). Поэтому для ИК импульсов критическая мощность более чем на порядок выше, чем для УФ. Кроме того, большая энергия кванта приводит к тому, что фотоионизация среды происходит в многофотонном режиме, в отличие от ИК излучения, где вероятность туннельной ионизации выше (см.п.1.1.2). Таким образом, филаментация, возникающая при распространении в прозрачной среде мощных УФ лазерных импульсов, имеет некоторые особенности по сравнению с филаментацией ИК импульсов.

В 80-х годах прошлого века появились работы, посвященные генерации субпикосекундных и фемтосекундных лазерных импульсов в ультрафиолетовом диапазоне спектра, см. например, работы (Glowia J. H., et al., 1986; Szatmari S., & Schäfer F. P. 1987; 1988). Также было опубликовано много работ по методике эксперимента, по измерению длительности ультракоротких УФ лазерных импульсов (Bourn O. L., & Alcock A. J., 1986; Hutchinson M. H. R., et al., 1987; Szatmari S., et al., 1990; Tunnermann A., et al., 1991). Практически одновременно с сообщением о филаментации ИК лазерных импульсов в воздухе (Braun A., et al., 1995) была опубликована работа (Zhao X. Etal., 1995), где рассматривалась возможность поджига и управления высоковольтным электрическим разрядом в газе с помощью УФ лазерных импульсов. В работе экспериментально и теоретически исследовалось распространение таких импульсов, включая процессы ионизации среды и самофокусировки. В экспериментах применялась третья гармоника титан-сапфирового лазера, усиленная в эксимерном KrF усилителе. Энергия импульсов в экспериментах достигала 200 мкДж, при субпикосекундной длительности. Наблюдалось управление высоковольтным (200 кВ) разрядом в ячейке с азотом при давлении 185 Тор. Авторы утверждают, что при энергиях импульса в несколько мДж возможно управление разрядами при атмосферном давлении. Следует отметить, что в этой работе не говорилось о филаментационном режиме распространения импульсов.

Впервые о филаментации УФ лазерных импульсов в воздухе сообщалось в двух, поданных в редакцию практически одновременно, работах (Tzortzakis S., et al., 2000b; Schwarz J., et al., 2000). В обеих работах эксимерный KrF лазерный усилитель применялся в качестве оконечного. Задающим генератором в работе (Schwarz J., et al., 2000) служила третья гармоника титан-сапфирового лазера, в работе (Tzortzakis S., et al., 2000b) – вторая гармоника лазера на красителе. Минимальная длительность импульса составляла 650 и 450 фс, соответственно. В обеих работах распространение ультракоротких УФ лазерных импульсов в режиме филаментации исследовалось экспериментально и численно. На Рис.1.18 показана эволюция размера УФ лазерного пучка при его распространении в воздухе. На расстоянии около 7 м наблюдалась самофокусировка пучка, а дальнейшее его распространение происходила в режиме филаментации (Tzortzakis S., et al., 2000b).

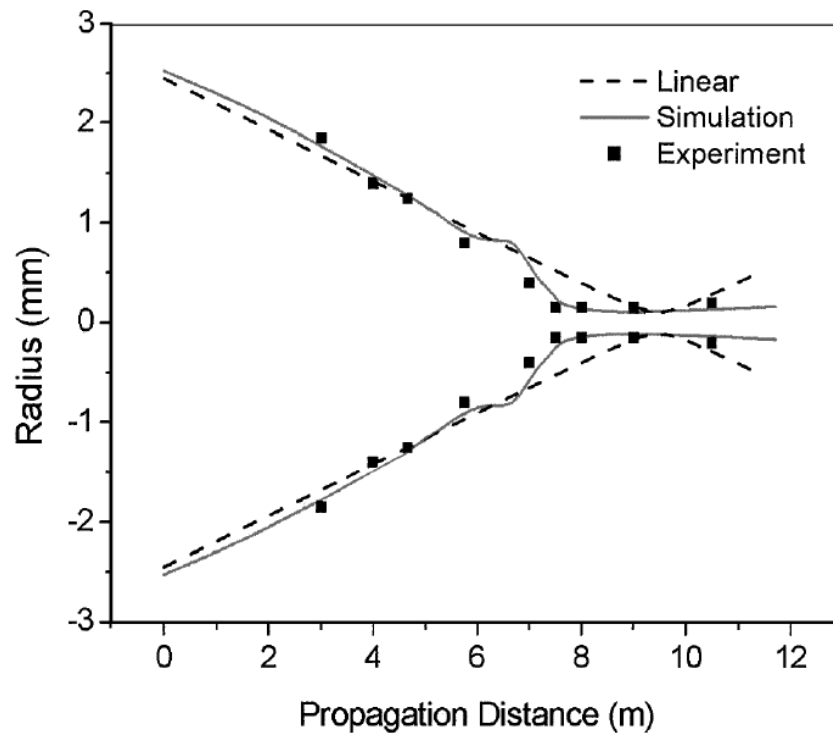


Рис.1.18. Эволюция радиуса УФ лазерного пучка при распространении. Пунктир – линейный режим, сплошная линия – расчет для филаментационного режима, черные квадраты – эксперимент. (Tzortzakis S., et al., 2000b)

Диаметр УФ филаментов, полученный экспериментально и численно в работах (Tzortzakis S., et al., 2000b; 2001; Schwarz J., et al., 2000), незначительно отличался от размеров ИК филаментов и составлял 120-150 мкм. В более поздней

работе (Couairon A. & Berge L., 2002) проводилось численное сравнение ИК и УФ филаментации. В этой работе диаметр ИК филамента составил 40-50 мкм, а для УФ филамента 180-200 мкм. При филаментации коллимированного УФ излучения экспериментальная протяженность филамента составляла около 12 м, а при слабосфокусированном (фокусное расстояние 9.5 м) пучке - около 4м (Tzortzakis S., et al., 2001b). Электронная плотность, оцененная из экспериментальных данных, показала величину около  $10^{16} \text{ см}^{-3}$  в работах (Tzortzakis S., et al., 2000b),  $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  в работе (Schwarz J., et al., 2000) и  $10^{15} \text{ см}^{-3}$  (Tzortzakis S., et al., 2001b). Следует отметить, что при численном моделировании пиковая плотность электронов для ИК и УФ филаментов составляла  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ , при этом усредненная по диаметру 100 мкм для УФ филамента была на 5 порядков ниже и составляла  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ .

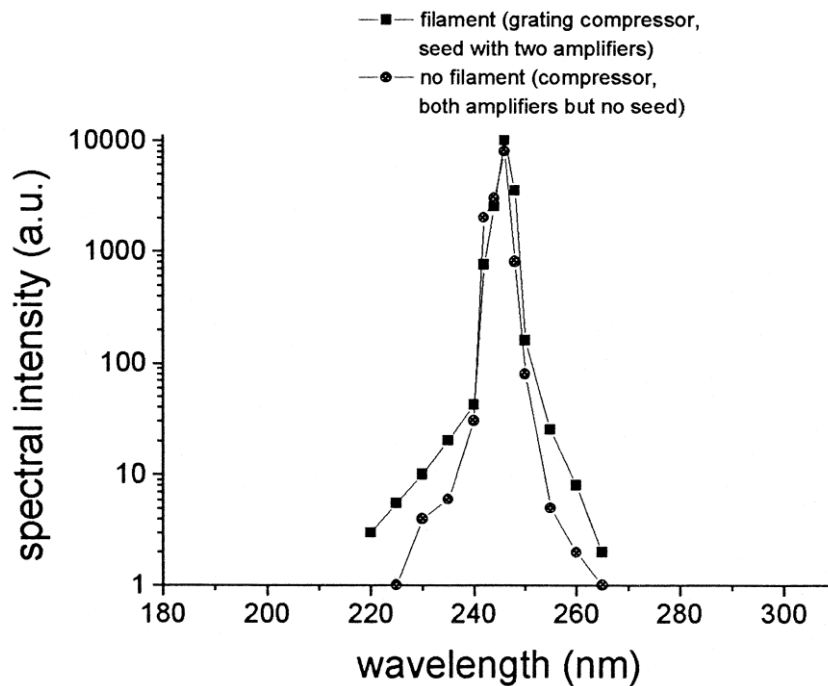


Рис.1.19. Спектры филаментирующего пучка ( квадраты) и распространяющегося в линейном режиме (круги). (Schwarz J., et al., 2000)

Оценка интенсивности лазерного излучения в УФ филаменте показала величину  $10^{12} \text{ Вт/см}^2$  в работе (Schwarz J., et al., 2000) и  $10^{11} \text{ Вт/см}^2$  (Tzortzakis S., et al., 2000b). В численном моделировании пиковая интенсивность составляла  $10^{13} \text{ Вт/см}^2$  (Couairon A. & Berge L., 2002), а усредненная по диаметру 100 мкм давала значение около  $10^{13} \text{ Вт/см}^2$  для ИК филамента и  $7 \cdot 10^{11} \text{ Вт/см}^2$  для УФ, т.е. интенсивность излучения в УФ филаменте существенно меньше, чем в ИК

филаменте. По мнению авторов (Schwarz J., et al., 2000) такая низкая (по сравнению с ИК филаментом) интенсивность приводила к тому, что наблюдаемое уширение спектра при филаментации УФ импульсов (см. Рис.1.19) было существенно меньше, чем для ИК.

Таким образом, исследованию филаментации УФ лазерных импульсов было посвящено небольшое количество работ. При этом параметры филаментов (интенсивность, электронная плотность), полученные в разных работах, существенно отличаются. Кроме того, не существовало экспериментальных работ, где с помощью одних и тех же методов проводилось бы сопоставление параметров филаментов в хорошо известном ИК и в УФ спектральных диапазонах.

### **1.2.6. Самофокусировка и филаментация в конденсированных средах**

Впервые самофокусировка и образование нитей (в англоязычной литературе - филаментация) наблюдались при распространении в жидкостях (толуол, циклогексан, ортоксилол и четырех хлористый углерод) мощных лазерных импульсов наносекундной длительности (Пилипецкий Н.Ф. и Рустамов А.Р., 1965). В том же году, но несколько позже, появилась статья (Lallemant P. & Bloembergen N., 1965), где также исследовалась самофокусировка лазерного излучения в различных жидкостях. Генерация широкополосного суперконтинуума наблюдалась при распространении пикосекундных импульсов с длиной волны 530 нм (вторая гармоника Nd лазера) в боросиликатном стекле (Alfano R. R., & Shapiro S. L., 1970a). Следует отметить, что про уширение спектра, связанное с фазовой самомодуляцией, возникающей при филаментации, авторы говорят в другой более поздней работе (Alfano R. R., & Shapiro S. L., 1970b), в которой рассматривалось распространение второй гармоники неодимового лазера в различных стеклах и кристаллах.

Генерацию суперконтинуума при самофокусировке фемтосекундных лазерных импульсов в стекле ВК-7 наблюдали в работе (Ranka, J. K., et al., 1996). Самофокусировка фемтосекундных лазерных импульсов, их самоукручение, генерация суперконтинуума при распространении в различных конденсированных



средах (твердых и жидких) рассматривалось во многих работах – см., например (Ranka J. K., & Gaeta A. L. 1998; Diddams, S. A., et al., 1998; Brodeur A. & Chin S. L., 1999; Gaeta, A. L., 2000; Koprnikov I. G., et al., 2000). Надо сказать, что термин филаментация или самоканалирование в этих работах не употребляется.

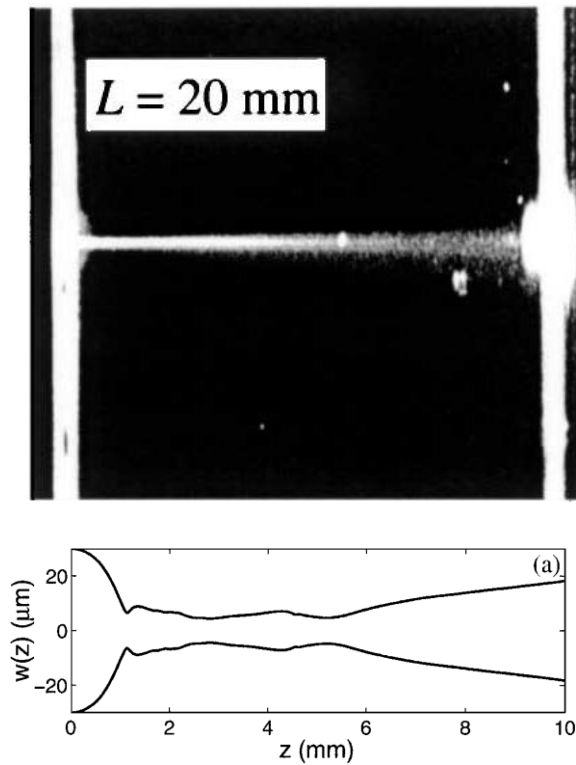


Рис.1.20. Фотография филаментирующего в плавленом кварце лазерного пучка с энергией 2 мкДж (верхний рис.). Расчетный диаметр лазерного пучка при распространении в плавленом кварце (нижний рис.) (Tzortzakis, S., et al., 2001a)

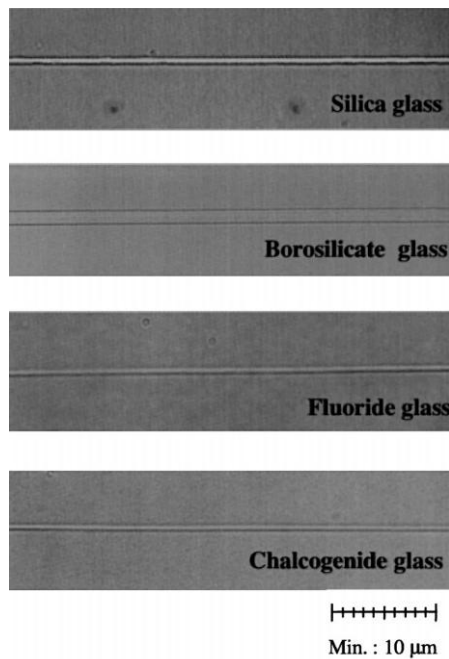


Рис.1.21. Фотография волноводов, полученных при воздействии жесткофокусированных фемтосекундных импульсов в различных стеклах. (Miura, K., et al., 1998)

Впервые протяженные световые каналы, полученные в эксперименте и численном моделировании при распространении фемтосекундных лазерных импульсов в плавленом кварце, были описаны в работе (Sudrie, L., et al., 2001;

Tzortzakis, S., et al., 2001a) (Рис.1.20). Также как и в более ранних работах, здесь рассматривались процессы уширения спектра, самоукручения импульса и др.

В работе (Tzortzakis, S., et al., 2006) приведены результаты исследования филаментации субпикосекундных УФ лазерных импульсов в плавленом кварце. В экспериментах применялась вторая гармоника лазера на красителе, усиленная в эксимерном KrF усилителе. Авторы получили филаменты длиной до нескольких сантиметров, рассмотрели уширение спектра импульса и сделали вывод об универсальности природы филаментации с точки зрения среды распространения и длины волны излучения. Следует отметить, что авторы не наблюдали каких-либо повреждений в кварце при филаментации импульсов с энергией до 4 мДж (длительность 450 фс, длина волны 248 нм). С другой стороны, при жесткой фокусировке лазерного излучения в среде в работах (Davis, K. M., et al., 1996; Miura, K., et al., 1998) наблюдалось значительное изменение показателя преломления прозрачной среды в области филаментации и даже предлагалось применять такой метод для создания волноводов в различных стеклах (Рис.1.21). В работе (Sudrie, L., et al., 1999) экспериментально была продемонстрирована запись дифракционных решеток в объеме стекла. Экспериментальному и численному исследованию филаментации в твердых средах (Рис.1.22) были посвящены, например, работы (Sudrie, L., et al., 2002; Saliminia, A., et al., 2004). Результаты исследования различных режимов филаментации фемтосекундных лазерных импульсов в конденсированных средах, микроструктурирования с помощью таких импульсов различных стекол и кристаллов опубликованы во множестве научных и прикладных работ, которые частично рассматриваются в известных обзорах (Chin S.L., et al., 2005; Couairon A. & Mysyrowicz A., 2007; Кандидов В.П. и др., 2009).

Помимо исследований филаментации и различных режимов микрообработки разных стекол, относительно недавно появились работы, где сообщалось о возможности создания с помощью лазерных импульсов графитовых каналов (линейных микроструктур) в алмазах (Kononenko T. V. et al., 2008; Neff M. et al., 2009). Такой материал может оказаться весьма перспективным для оптоэлектроники, поскольку обладает высоким коэффициентом преломления ( $n_{\text{diam}}(589 \text{ нм}) \approx 2.42$  (Григорьев И.С., Мейлихов Е.З., 1991)) и высоким контрастом (графит в алмазе). Такие каналы образовывались в алмазе при воздействии суб-

критических лазерных импульсов ( $P_{\text{crit,diam}} \approx 0.4\text{-}1$  МВт (Ashcom J. B., 2003; Boyd R. W., 1992; Kaminskii A. A. et al., 2006)). В этих экспериментах образец перемещался вдоль оптической оси. Такой метод записи каналов обладал низкой скоростью (Neff M. et al., 2009), потому что энергия лазерных импульсов была мала. С другой стороны, в ряде работ (Davis K. M. et al., 1996; Marshall G. D. Et al., 2006; Bricchi E. et al., 2004; Glezer E. N. et al., 1996; Osellame R. et al., 1996) была продемонстрирована возможность записи микроструктур в стекле при поперечном (перпендикулярном оптической оси) перемещении образца. Здесь скорость записи линейных микроструктур была значительно выше. Следует отметить, что такая геометрия применялась в работе (Ashcom J. B., 2003) для определения порога объемного повреждения алмаза при быстром сканировании в докритическом режиме. К началу работ, результаты которых представлены в данной диссертации, о применении такого метода для записи микроструктур в алмазах при использовании мощных (больше критической мощности) лазерных импульсов не сообщалось.

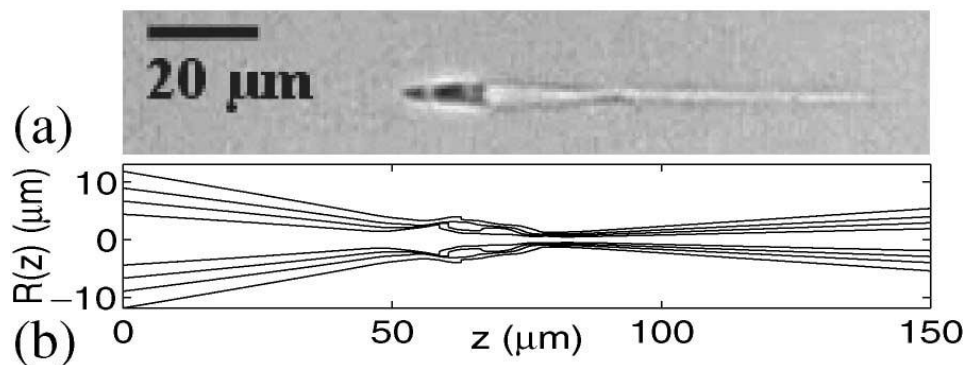


Рис.1.22. (а) Увеличенная фотография трека в кварце. (б) Радиус пучка вдоль оси распространения по уровню плотности энергии 55%, 65%, 75% и 85% от максимального значения. Энергия импульсов 5 мкДж, частота повторений 200 кГц,  $NA = 0.5$  (Sudrie, L., et al., 2002)

Кроме воздействия лазерных импульсов на неорганические вещества (стекла и кристаллы) есть ряд исследований, где рассматривается воздействие на органические материалы, например, ПММА или ткани глаза (роговица). С середины 80-х годов прошлого столетия был предложен и уже получил широкое распространение в мире метод лазерной коррекции зрения. В настоящее время в большинстве случаев применяется методика ЛАСИК (LASIK) – лазерный

интрастромальный кератомилез (<http://www.allaboutvision.com/visionsurgery/#laser>; <http://www.lasiksurgerynews.com/news/what-is-lasik-surgery.shtml>). Суть этого метода заключается в следующем: с поверхности роговицы хирургическим ножом срезается лоскут ткани толщиной около 100 мкм, затем с помощью эксимерного лазера формируется необходимый профиль роговицы, после чего лоскут возвращается на место. В настоящее время эта методика считается наиболее прогрессивной. В результате активного развития фемтосекундной лазерной техники был предложен уже хорошо зарекомендовавший себя метод фемто-ЛАСИК (Lubatschowski H. Et al., 2000). В этом случае лоскут не срезается ножом, вместо этого под поверхностью роговицы формируется сетка упорядоченных микрополостей, образующихся при воздействии одиночных фемтосекундных лазерных импульсов, а затем лоскут отрывается по созданной перфорации (Рис.1.23).

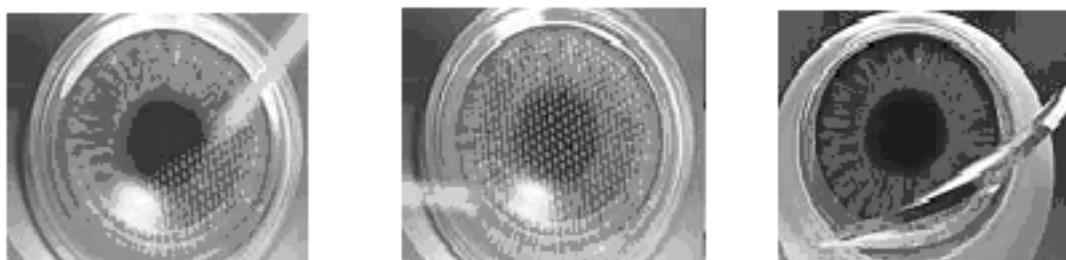


Рис.1.23. Создание сетки упорядоченных микрополостей с помощью фемтосекундных лазерных импульсов и отрыв лоскута.

В настоящее время проводятся исследования возможности применения фемтосекундных лазерных импульсов для воздействия на другие ткани глаза. Например, в работах (Sacks Z.S. et al., 2002; Sacks Z.S. et al., 2003) для лечения глаукомы изучалась возможность создания микродренажных каналов на задней стороне склеры (белая поверхность глаза). Однако, поскольку основными компонентами склеры являются коллаген и водная компонента внутритканевой жидкости, коэффициенты преломления которых значительно отличаются (1.47 и 1.34, соответственно), поэтому склера является сильнорассеивающей средой (Sacks Z.S. et al., 2002; Sacks Z.S. et al., 2003). Именно поэтому первые попытки создания микрополостей в объеме склеры с помощью фемтосекундных лазерных импульсов не увенчались успехом (Jiang F. Et al., 2008). Таким образом, применение лазера

для создания в склере внутриобъемных полостей требует специальной обработки образца, например, с помощью обезвоживания склеры небезопасными в клиническом отношении биосовместимыми дегидратирующими веществами (например, препарат Нураque 76 (Sacks Z.S. et al., 2002; Sacks Z.S. et al., 2003)). Однако, есть публикации (Bashkatov A.N. et al, 2009), где показано, что существует безопасный биосовместимое просветляющее вещество – водный раствор глюкозы. В этом случае оптический эффект обусловлен не дегидратацией ткани склеры, а увеличением показателя преломления внутритканевой жидкости до значения более высокого показателя преломления коллагена. Следует отметить, что исследования взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов со склерой с применением раствора глюкозы для просветления ткани ранее не проводилось.

Таким образом к началу работ, результаты которых представлены в диссертации, не было четкого представления о параметрах филаментации и плазменных каналов, образующихся в сходящихся пучках, которые применяются для лазерной обработки. Оставались открытыми вопросы изменения параметров филаментов и плазменных каналов в таких условиях, характер протекания при филаментации нелинейных процессов (генерация третьей гармоники, суперконтинуума и др.), реализация режима множественной филаментации в случае увеличения числовой апертуры сходящегося пучка. Кроме того, необходимо отметить, что до начала работ, результаты которых представлены в диссертации, некоторые коллеги в принципе высказывали сомнение о возможности филаментации импульсов в таких условиях.

## Глава 2. Экспериментальная установка и методики эксперимента

Для решения поставленных задач по изучению параметров филаментов и образующихся плазменных каналов в условиях филаментации сходящихся пучков применялись мощные ультракороткие лазерные импульсы. В описываемых экспериментах использовалась фемтосекундная лазерная установка на основе кристаллов сапфира ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), легированных ионами титана ( $\text{Ti}^{3+}$ ) (Avesta Project Ltd.). На выходе установки генерировались лазерные импульсы с центральной длиной волны  $\lambda = 744$  нм. Длительность импульса составляла 100 фс, энергия в импульсе до 5 мДж. Частота следования импульсов - 10 Гц. Ряд экспериментов проводился с третьей гармоникой, преобразование в которую проводилось в генераторе третьей гармоники, созданном на основе нелинейных кристаллов. Длина волны третьей гармоники  $\lambda = 248$  нм, энергия до 0.5 мДж. Энергия как ИК, так и УФ лазерных импульсов изменялась в диапазоне до нескольких порядков величины от максимального значения с помощью калиброванных дифракционных и поляризационного ослабителей. Фокусировка импульсов осуществлялась с помощью различных линз, сферических зеркал и микрообъективов. Описание конкретных экспериментальных оптических схем и применяемых методов дано в соответствующих главах.

### 2.1. Фемтосекундная лазерная установка на сапфире с титаном

Благодаря тому, что кристаллы сапфира допированные титаном ( $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ ) имеют высокий порог насыщения, возможно получение довольно высоких значений энергии в импульсе. Кроме того титан-сапфир имеет довольно широкую полосу усиления, которая необходима для усиления импульсов фемтосекундной длительности (минимальная возможная длительность менее 10 фс). Однако, при распространении импульсов высокой мощности может происходить самофокусировка (см. также Главу 1), в результате которой возможно повреждение оптических элементов усилителя. Для избежания самофокусировки необходимо ограничивать интенсивность импульсов до величин менее  $10^9$  Вт/см<sup>2</sup>. Известный метод усиления чирпированных импульсов (Chirped Pulse Amplification (CPA)) позволяет обойти это ограничение. Следуя этому методу, в задающем генераторе генерируются импульсы малой длительности. Затем импульсы растягиваются в стретчере с целью существенного уменьшения их пиковой мощности. В стретчере

свет более высокой частоты (синяя компонента спектра) проходит больший путь, чем свет с более низкой частотой (красная часть спектра), тем самым импульс растягивается (чирпируется). Потом эти импульсы усиливаются. В этом случае вероятность самофокусировки существенно уменьшается. После усиления импульсы сжимаются (компрессируются) до их первоначальной длительности. В компрессоре красные компоненты импульса задерживаются относительно синих, и положительно чирпированный импульс сжимается. Именно этот метод усиления чирпированных импульсов применялся в описываемой установке.

Генерация коротких фемтосекундных лазерных импульсов осуществлялась в задающем генераторе, оптическая схема которого представлена на Рис.2.1.

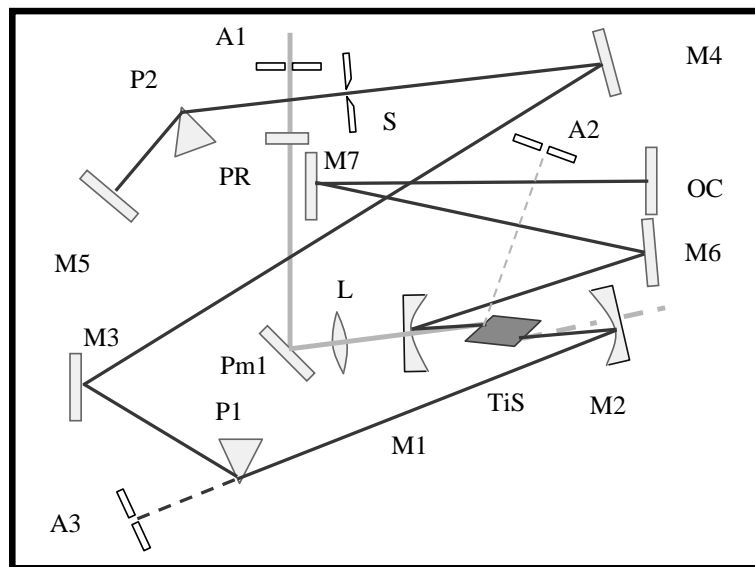


Рис.2.1. Оптическая схема задающего генератора. TiS - 5 мм кристалл титан-сапфира; M1, M2, M3, M4, M5, M6 M7 диэлектрические зеркала с высоким коэффициентом отражения ( $>99,5\%$ ) на рабочей длине волны (M1, M2 – сферические дихроичные зеркала, прозрачные для лазера накачки, радиус 100 мм); OC – выходное зеркало; Pm1 – поворачивающее зеркало для лазера накачки; L – линза для фокусировки импульса накачки в кристалле титан-сапфира (фокус 70 мм); PR осуществляет поворот плоскости поляризации импульсов накачки; P1, P2 – компенсирующие призмы под углом Брюстера на длине волны 744 нм; S – щель, позволяющая изменять спектр генерации; A1, A2, A3 – диафрагмы для осуществления юстировки задающего генератора.

Длительность фемтосекундных импульсов зависит от свойств кристалла титан-сапфира (TiS на Рис.2.1) и характеристик оптического резонатора. При распространении импульсов в резонаторе, в особенности в кристалле титан-сапфира, возникает положительная дисперсия групповых скоростей. Для компенсации положительной дисперсии в резонаторе размещены две компенсирующие призмы (P1 и P2), создающие отрицательную дисперсию. В результате фазовой самомодуляции в лазере генерируется непрерывная последовательность фемтосекундных импульсов с частотой повторения равной времени обхода резонатора (в нашем случае около 80 МГц). Характерный спектр импульсов на выходе задающего генератора показан на Рис.2.2. Центральная длина волны 740 нм, ширина на полувысоте 20-25 нм. Длительность импульса, измеренная автокоррелятором, составляет около 50 фс. Средняя мощность последовательности импульсов обычно чуть менее 100 мВт, что соответствует энергии каждого импульса  $\sim 1$  нДж. В качестве лазера накачки применяется вторая гармоника твердотельного лазера Laser Quantum серии Ventus с диодной накачкой (непрерывная мощность до 3 Вт, длина волны 532 нм). Для повышения стабильности работы лазер накачки и кристалл титан-сапфира в задающем генераторе охлаждались водой.

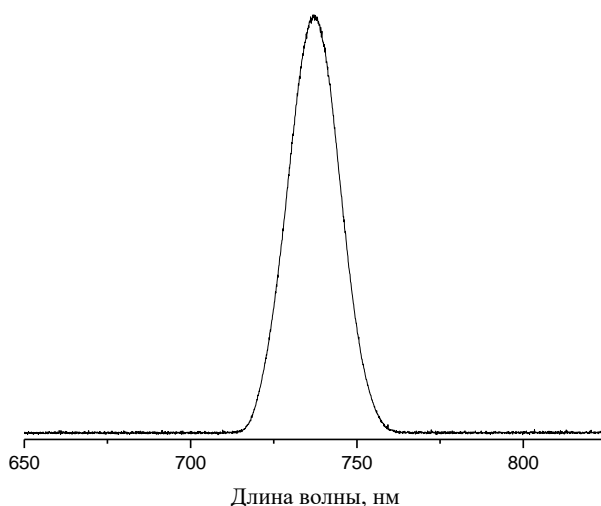


Рис.2.2. Характерный спектр фемтосекундных лазерных импульсов на выходе задающего генератора

После задающего генератора последовательность фемтосекундных лазерных импульсов направлялась в стретчер, схематическая диаграмма которого показана на Рис.2.3. Для лучшего понимания на диаграмме показан стретчер на основе двух



дифракционных решеток. В реальной схеме использовался стретчер с одной решеткой 1200 штр/мм, через которую осуществлялось четыре прохода.

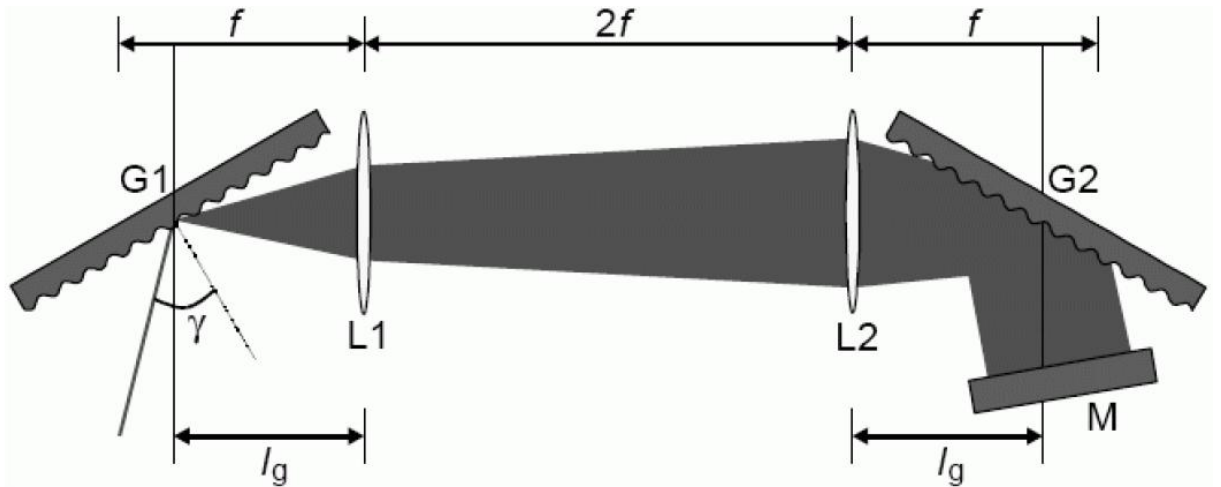


Рис.2.3. Схематическая диаграмма стретчера. G1, G2 дифракционные решетки, L1, L2 – линзы, расположенные на расстоянии двойного фокуса  $f$ , M – плоское зеркало, обеспечивающее второй проход импульсов по стретчеру,  $l_g$  – расстояние, которое определяет дисперсию стретчера.

После стретчера последовательность растянутых (чирпированных) лазерных импульсов направлялась в ячейку Поккельса, которая применялась для выделения одиночного импульса и для инжекции/выброса оптического импульса в/из регенеративный усилитель. Работа ячейки Поккельса основана на линейном электрооптическом эффекте (эффекте Поккельса). Электрооптический кристалл (в описываемой установке кристалл DKDP) помещается между двумя тонкопленочными поляризаторами, которые ориентированы в одной плоскости. Поляризаторы представляют собой плоскопараллельные пластины с интерференционным покрытием, расположенные под углом Бюстера к оптической оси. Эти поляризаторы имеют высокий коэффициент отражения для импульсов с вертикальной поляризацией и высокий коэффициент пропускания для горизонтальной. При приложении высокого напряжения к кристаллу в нем появляется наведенное двулучепреломление. При определенном напряжении ( $\sim 9$  кВ) разность фаз обыкновенного и необыкновенного лучей достигает половины длины волны. В этом случае поляризация лазерного импульса поворачивается на  $90^\circ$  и линейно поляризованный импульс свободно пройдет через второй поляризатор и окажется в резонаторе регенеративного усилителя. Регенеративный усилитель представляет собой лазерный резонатор, внутри которого находится,

между двумя поляризаторами, ячейка Поккельса (схематично показан на Рис.2.4.). Накачка регенеративного усилителя осуществляется импульсным лазером Lotis TI LS-2134D с модуляцией добротности, работающий на длине волны 532 нм (Nd:YAG, энергия в импульсе до 100 мДж). На Рис.2.5 показан спектр лазерных импульсов, генерируемых регенеративным усилителем в режиме свободной генерации. Следует отметить, что он несколько уже (~12-14 нм – ширина на полувысоте), чем спектр начальных фемтосекундных лазерных импульсов (Рис.2.2), т.е. при усилении в таком усилителе лазерные импульсы будут удлиняться. После того, как импульс сделал несколько кольцевых проходов через резонатор (активную среду), на ячейку Покельса вновь подается импульс высокого напряжения, поляризация усиленного в регенеративном усилителе импульса поворачивается на 90 градусов. В результате этого импульс выбрасывается из регенеративного усилителя. Поскольку коэффициент усиления в кристалле титан-сапфира может достигать 10 на один проход, выходящий из регенеративного усилителя импульс имеет энергию приблизительно в  $10^5$  раз большую, чем первоначальный, т.е. находится на субмиллиджоульном уровне.

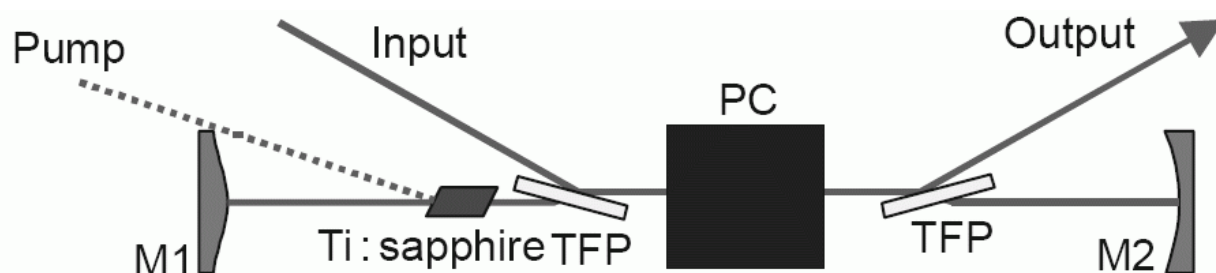


Рис.2.4. Принципиальная схема регенеративного усилителя. M1, M2 – зеркала резонатора, PC – ячейка Покельса, TFP – поляризаторы, обеспечивающие инжекцию и выброс лазерного импульса в усилитель.

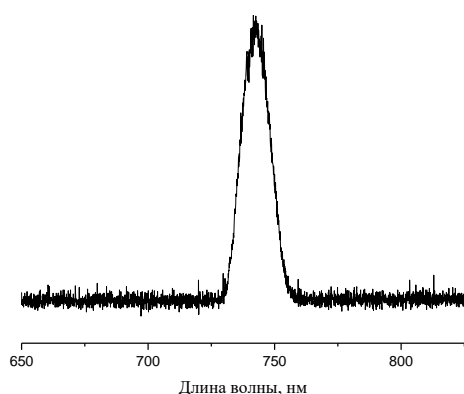


Рис.2.5. Спектр свободной генерации регенеративного усилителя.

После регенеративного усилителя усиленный лазерный импульс направляется в многопроходовой усилитель, схематично показанный на Рис.2.6. В системе применяется конфигурация многопроходового усилителя в виде «бабочки», когда несколько проходов через активную среду осуществляется под разными, малыми, углами путем отражения от плоских зеркал. В реализованной схеме применяется пятипроходовой усилитель. Его накачка осуществляется тем же лазером, который применяется для накачки регенеративного усилителя (Lotis TI LS-2134D).

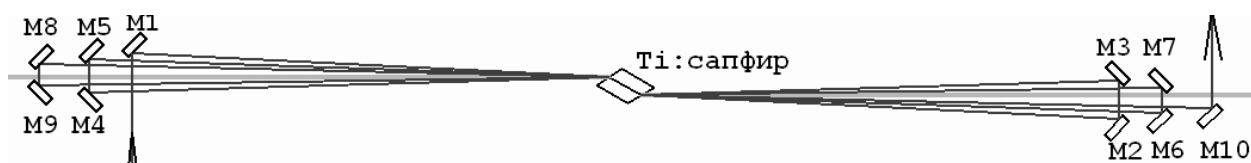


Рис.2.6. Принципиальная схема многопроходового усилителя. M1-M10 – плоские интерференционные зеркала. Накачка показана зеленым цветом.

После усиления в многопроходовом усилителе лазерный импульс направляется в компрессор (Рис.2.7), осуществляющий сжатие импульсов. В компрессоре дифракционные решетки съюстированы таким образом, чтобы синие компоненты импульса проходили путь меньший, чем красные. В результате синие компоненты импульса на выходе компрессора «догоняют» красные компоненты, импульс сжимается. На выходе из компрессора спектр импульса имеет ширину на полувысоте около 10 нм (см. Рис.2.8), его длительность, измеренная автокоррелятором (см.Рис.2.9) составляет 90-100 фс.

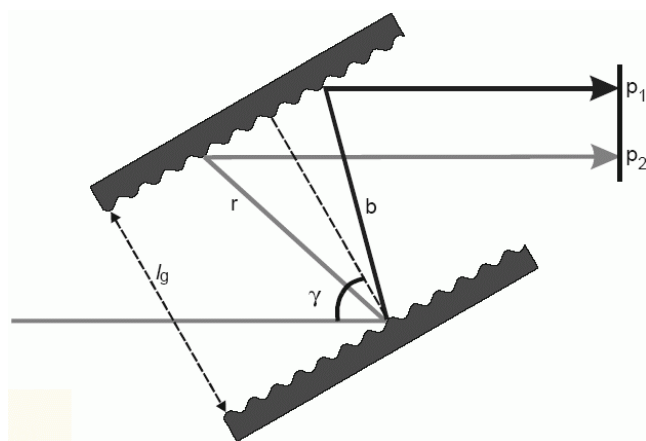


Рис.2.7. Принципиальная схема двухрешеточного компрессора

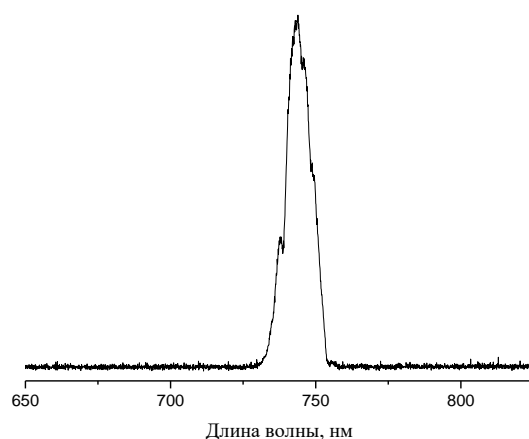


Рис.2.8. Спектр лазерных импульсов на выходе компрессора.

Импульсы высокого напряжения для ячейки Покельса длительностью  $\sim 10$  нс генерируются высоковольтным ключом, запуск и напряжение питания которого контролируется блоком синхронизации. Блок синхронизации представляет собой электронную систему, позволяющую синхронизовать фемтосекундные лазерные импульсы, работу ячейки Покельса (на инжекцию и выброс лазерных импульсов в регенеративный усилитель) и лазер накачки регенеративного и многопроходового усилителей. Кроме того, этот блок выдает электрический импульс, синхронизованный с фемтосекундным лазерным импульсом для синхронизации внешних устройств.

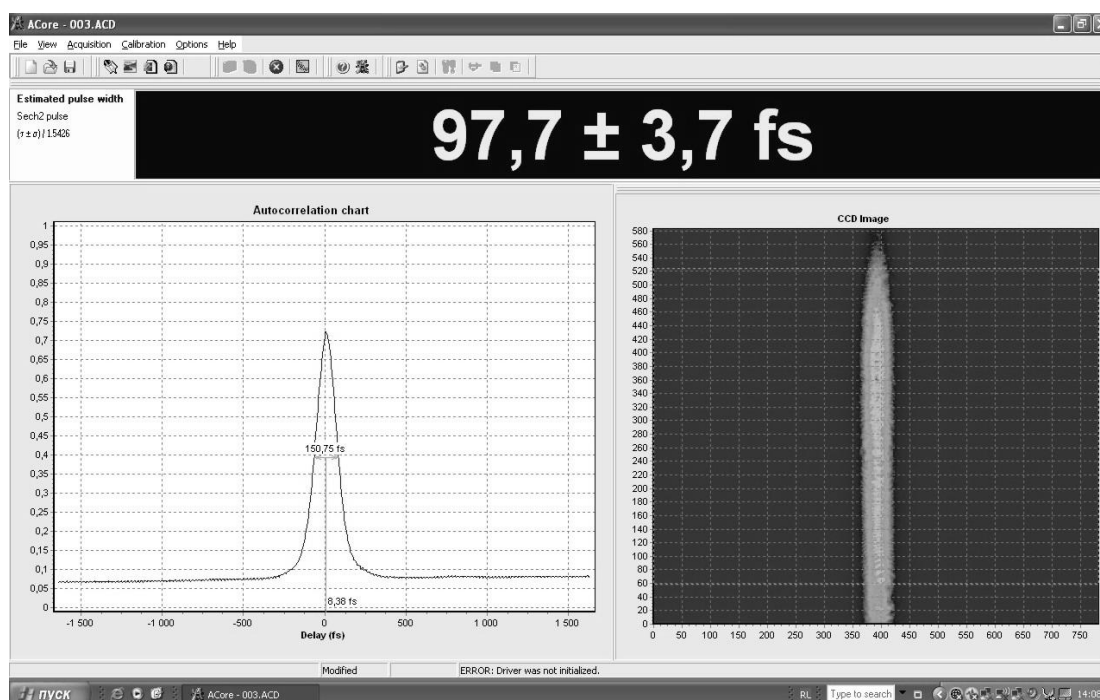


Рис.2.9 Скриншот компьютерной программы для обработки данных автокоррелятора.

## 2.2. Генератор второй и третьей гармоник

Ряд экспериментов проводился с излучением второй и третьей гармоники титан-сапфировой лазерной системы. Для удвоения и утроения частоты основного лазерного излучения был разработан (ООО «Авеста-проект») генератор гармоник титан-сапфировой системы на основе преобразования частоты в нелинейных кристаллах. В генераторе применялись кристаллы ВВО, которые обеспечивали стабильную генерацию импульсов на длинах волны 372 нм и 248 нм в фемтосекундном диапазоне длительностей. Схема генератора показана на Рис.2.10

Лазерный импульс направляется в генератор через апертуру (1), после чего проходит через кристалл ВВО (2), где происходит преобразование его в импульс второй гармоники с центральной длиной волны 372 нм. После этого кристалла импульсы основной частоты и второй гармоники разделяются дихроичным зеркалом (3), имеющим высокий коэффициент отражения для второй гармоники и высокий коэффициент пропускания для основной частоты. Затем плоскость поляризации импульса первой гармоники поворачивается вращателем поляризации (4). Далее первая и вторая гармоники складывались дихроичным зеркалом (7) и направлялись в кристалл ВВО (8). Вращатель (4) был установлен на ручной микрометрической подвижке, обеспечивающей точное временное сложение импульсов первой и второй гармоники в кристалле (8). Импульс третьей гармоники отделялся дихроичными зеркалами (9) от второй и первой гармоник, и с помощью зеркала (10) выводится из генератора через апертуру (12). Импульсы первой и второй гармоник выводились через апертуру (11). Такая схема позволяла проводить эксперименты одновременно с фемтосекундными импульсами на различных длинах волн.

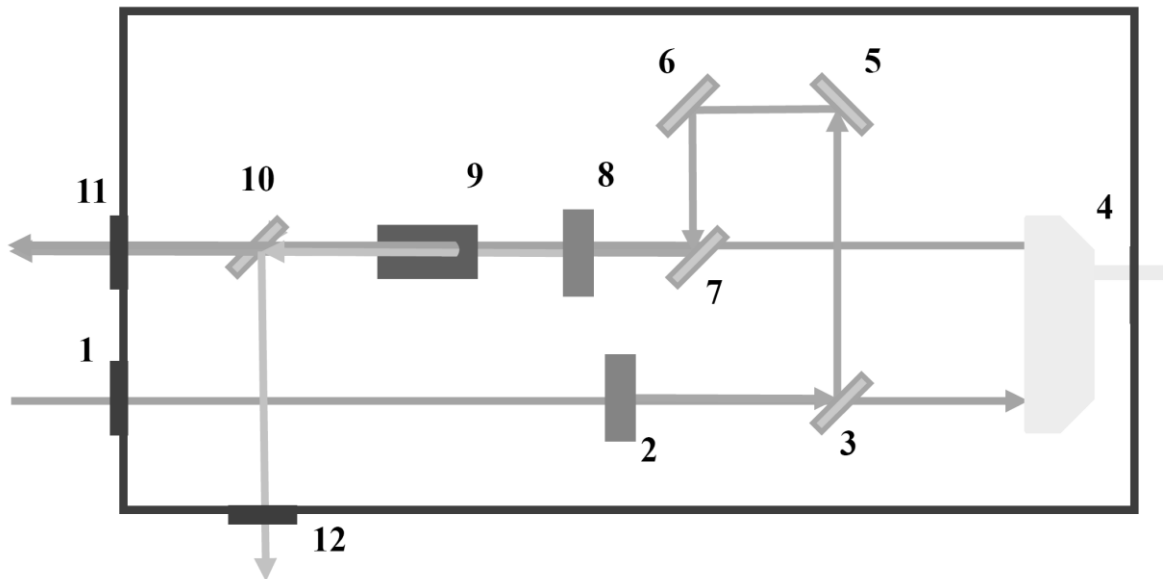


Рис.2.10. Генератор второй и третьей гармоник. 1 – вход излучения  $\omega$ , 2, 8 – кристалл ВВО, 3, 7 – дихроичные зеркала ( $\omega$  и  $2\omega$ ), 5, 6 – зеркала на  $2\omega$ , 4 – вращатель поляризации, 9 – вертикальный дихроичный делитель излучения, 10 – зеркало на  $3\omega$ , 11 – выход для излучения  $\omega$  и  $2\omega$ , 12 – выход для излучения  $3\omega$

В ряде экспериментов излучение третьей гармоники усиливалось в одном или двух электронно-пучковых эксимерных газовых KrF лазерных усилителя до

тераваттного уровня. Также для создания плазменных каналов применялись цуги (последовательность, состоящая из нескольких) ультракоротких импульсов. Однако, особенности усиления таких импульсов находятся вне рамок данной работы, поэтому кратко описание усилителей и характеристики усиленных импульсов даны только в соответствующей главе.

### **2.3. Экспериментальные методы**

В работе использовались следующие приборы и оптические устройства: калориметр, дифракционные ослабители, спектрометры, линзы и сферические зеркала, микроскоп, ПЗС-камера, осциллографы, деформируемое зеркало и датчик волнового фронта, автокоррелятор.

#### **2.3.1. Характеристики основных приборов**

Для измерения энергии лазерных импульсов в экспериментах использовался калориметр Ophir, состоящий из монитора Nova II Display и измерительного датчика. В качестве одного из них применялся термпарный датчик 10A-V1.1 (спектральный диапазон 0.19-20 мкм). Порог измерений (чувствительность) для этого датчика составляет 6 мДж, что составляет максимальную энергию наших импульсов. Поэтому этим датчиком измерялась средняя мощность лазерной системы, работающей с частотой повторений 10 Гц. Временное разрешение датчика составляет 0.8 с, что позволяло надежно измерять энергию отдельных импульсов по средней выходной мощности. Чувствительность измерения этого датчика по мощности составляет 1 мВт, что для 10 Гц соответствует энергии импульсов 0.1 мДж. В экспериментах также применялся пироэлектрический датчик PE50 (спектральный диапазон 0.15 – 3 мм). Для коротких (менее 30 мкс) лазерных импульсов наименьшее измеряемое значение энергии составляет 25 мкДж.

Варьирование энергии пучка проводилось с помощью дифракционных ослабителей (ЗАО Дифракция, г.Новосибирск). В лаборатории имелось два ослабителя (бинарный и плавный) для 744 нм, один (бинарный) для 372 нм и три (два бинарных и один плавный) для 248 нм. Бинарные ослабители позволяли изменять энергию импульса в диапазоне 1-100% от начальной энергии, плавные – 5-100%. Следует отметить, что качество пучка как в ближней, так и в дальней зонах после применения ослабителей не ухудшалось.

Для исследований спектральных характеристик электромагнитного излучения применялись два спектрометра: Avesta ASP-150, оборудованный кремниевой ПЗС линейкой с выводом данных на компьютер. Спектральный диапазон работы располагался от 190 до 1100 нм. Микрометрическим винтом осуществлялся поворот дифракционной решетки, тем самым выбирался спектральный диапазон, отображаемый на линейке (190-500 нм, 400-800 нм и 700-1100 нм). Спектральное разрешение составляло  $\sim 0.1$  нм. Второй применяемый спектрограф: Newport Spectra-Physics MS260i, оборудованный ПЗС линейкой с усилителем яркости ICCD Andor iStar, спектральный диапазон 18 – 2400 нм, спектральное разрешение – до 0.15 нм.

Фокусировка лазерных пучков осуществлялась тонкими линзами или сферическими зеркалами в широком диапазоне фокусных расстояний от 20 мм до 5 м. Следует отметить, что параметры лазерных импульсов в различных экспериментах отличались (длина волны, поперечный размер пучка, пиковая мощность). Однако, практически для всех экспериментальных условий минимальная эффективная длина самофокусировки не превышала 10-15 м. Таким образом, применяя фокусирующую оптику с фокусным расстоянием даже несколько метров, что много меньше, чем эффективная длина самофокусировки, в используемой терминологии лазерные пучки были сильносходящиеся.

В экспериментах по определению геометрических размеров плазменных каналов, образующихся при жесткой фокусировке, по измерению параметров микроструктурирования применялся оптический микроскоп Levenhook BioView 630 с увеличением 40-2000 раз. При необходимости микроскоп оснащался ПЗС камерой DCM 310 с выводом изображения на компьютер.

Визуализация поперечных профилей излучения и плазменных образований (с боку) производилась с помощью ПЗС камеры Ophir Spiricon SP620U с разрешением 1600 x 1200 пикселей. Спектральный диапазон работы кремниевой матрицы составляет 190 – 1100 нм. В экспериментах с малыми энергиями импульсы направлялись непосредственно на матрицу для регистрации профиля распределения плотности энергии. В случае относительно высокой энергии импульсов (в том числе и при филаментации) часть импульса отводилась кварцевой пластиной на экран, расположенный на небольшом ( $\sim 1$  см) расстоянии

от пластины. Распределение излучения на экране регистрировалось с помощью объектива. В этих экспериментах при высоких плотностях энергии происходила абляция поверхности пластины. Однако, характерные времена разлета плазмы составляли наносекунды, что существенно меньше длительности импульса. Поэтому образующаяся на поверхности плазма не вносила искажений в распределение энергии импульса, фиксируемое на экране. С другой стороны, из-за повреждения поверхности пластины необходимо было работать в моноимпульсном режиме, перемещая пластину перед каждым импульсом для осуществления отражения от неповрежденной поверхности.

Измерения электрических сигналов проводились четырехканальными осциллографами Tektronix TDS3054C с полосой пропускания 500 МГц и Tektronix TDS 2024B с полосой пропускания 200 МГц. Для синхронизации осциллографа использовался фотодиод Thorlabs.

Ряд экспериментов проводился с системой адаптивной оптики, которая включала в себя униморфные деформируемые зеркала и датчики волнового фронта Шака-Гратмана для ИК и УФ диапазонов (ООО «Визионика», Москва). Для ИК диапазона на зеркале находилось 19 управляемых электродов, которые позволяют добиться амплитуды смещения в 35 мкм, отражающее покрытие - многослойный диэлектрик (Al,Ag,Cu). Апертура зеркала составляла 36 мм. Апертура датчика волнового фронта составляла 30 мм, пространственное разрешение – 750 мкм. Радиус кривизны мог варьироваться от 3 до 150000 м. Для УФ диапазона на зеркале находилось 60 управляемых электродов, которые позволяли получить амплитуду смещения в 45 мкм, отражающее покрытие - многослойный диэлектрик (Al,Ag,Cu). Апертура зеркала составляла 56 мм. Апертура датчика волнового фронта составляла 60 мм, пространственное разрешение – 1500 мкм. Радиус кривизны мог варьироваться от 12 до 580000 м.

Для измерения длительности импульсов применялся одноимпульсный фемтосекундный автокоррелятор Avesta ASF-20, позволяющий измерять длительности в диапазоне 20-200 фс для излучения в спектральном диапазоне 700-1300 нм. Кроме того, при замене кристалла этот прибор мог применяться в качестве кросскоррелятора (при генерации разностной частоты при сложении первой и третьей гармоник). В этом случае, зная длительность импульса первой



гармоники (744 нм), можно было измерять длительность импульса третьей гармоники (248 нм).

### 2.3.2. Регистрация линейной плотности плазмы

Для экспериментального определения линейной плотности лазерной плазмы, образующейся при филаментации фемтосекундных импульсов, применялась поперечная или продольная электрическая схема с двумя электродами. Образующаяся плазма приводила к изменению проводимости пространства между электродами, что, в свою очередь, приводило к появлению тока, который регистрировался осциллографом. Перемещение измерительной системы вдоль оптической оси позволяло измерять концентрацию плазмы (в относительных единицах) вдоль плазменного канала.

В поперечной схеме электроды были полусферическими, диаметр полусфер 20 мм, межэлектродное расстояние 3 мм, в поперечной схеме электроды представляли собой плоские (толщина 3 мм) кольца, с внешним диаметром 25 мм и внутренним диаметром 3 мм. Поперечная схема более чувствительна к слабым сигналам и использовалась при измерении малых значений плотности плазмы. Электрическая схема и её параметры для поперечного случая представлены на Рис.2.11

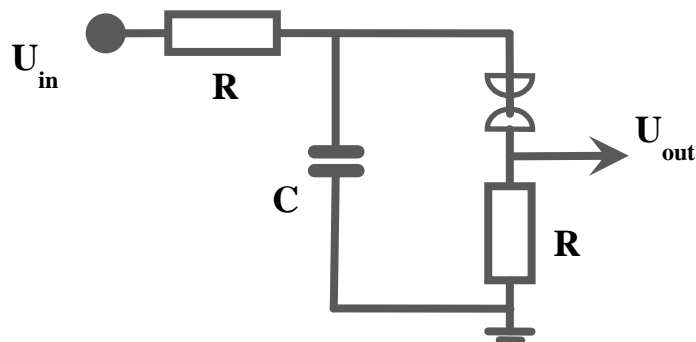


Рис.2.11. Электрическая схема цепи преобразования сигнала,

$$U_{in} = 300 \dots 3000 \text{ В}, R_1 = 1 \text{ МОм}, R_2 = 50 \text{ Ом}, C = 6,8 \text{ нФ}$$

В продольной схеме измерений импульс проходил через отверстия (диаметр около 2 мм) в двух параллельных электродах, изготовленных в виде плоских дисков диаметром 25 мм. Межэлектродное расстояние составляло 2 мм. Принципиальная электрическая схема и вид регистрируемых сигналов были аналогичны поперечной схеме.

Таким образом, в Главе кратко описана титан-сапфировая лазерная система и приведены ее основные параметры. Описаны основные приборы, применяемые в экспериментах для решения поставленных задач по изучению параметров филаментов и образующихся плазменных каналов в условиях филаментации сходящихся пучков. Описание конкретных экспериментальных оптических схем и применяемых методов дано в соответствующих главах.

### **Глава 3. Филаментация фемтосекундных импульсов в воздухе в сильносходящихся пучках**

В Главе представлены результаты исследования филаментации мощных фемтосекундных лазерных импульсов ИК и УФ диапазонов в воздухе в сильносходящихся пучках, которые обычно применяются для лазерной обработки. Рассмотрены параметры плазменных каналов, образующихся при филаментации, в том числе множественной. Исследована симметризация поперечного профиля пучка, возникающая при прохождении перетяжки пучка. Исследованы энергетические и пространственные характеристики третьей гармоники, генерируемой в сходящихся пучках.

#### **3.1. Интенсивность фемтосекундных лазерных импульсов при филаментации сильносходящихся пучков**

При распространении мощных коллимированных лазерных импульсов в воздухе в режиме филаментации происходит стабилизация интенсивности импульса на уровне около  $10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> (см. Главу 1). В линейном случае увеличение интенсивности лазерного импульса в заданном объеме среды обеспечивается геометрической фокусировкой светового пучка. Однако, наличие плазмы в области перетяжки может накладывать серьезные ограничения на повышение интенсивности. Поэтому целью описываемого ниже эксперимента было исследование возможности повышения интенсивности лазерных импульсов в условиях филаментации сильносходящихся пучков.

Эксперименты по измерению интенсивности фемтосекундных лазерных импульсов в сильносходящихся пучках в воздухе применялись лазерные импульсы с энергией до 1.9 мДж (центральная длина волны 740 нм, период повторений 10 Гц). Оптическая схема эксперимента показана на Рис.3.1. На выходе из титан-сапфировой лазерной системы помещался дифракционный ослабитель, который позволял пошагово уменьшать энергию лазерного импульса до 5 мкДж. Энергия импульса после фокусирующего элемента измерялась калориметром. В экспериментах применялись линзы и сферические зеркала с различными фокусными расстояниями: 80, 130, 180, 380 и 1100 мм, что соответствовало числовым апертурам сходящегося пучка: 0.05, 0.03, 0.02, 0.01 и 0.004 (Числовая

апертура определялась, как  $NA = a_0/F$ , где  $a_0$  – радиус пучка по уровню  $1/e$ ,  $F$  – фокусное расстояние фокусирующего элемента). В область перетяжки пучка помещалась термочувствительная бумага, которая могла перемещаться под некоторым углом к оптической оси. Для выяснения возможности увеличения интенсивности при пониженном давлении, в отдельных экспериментах термочувствительная бумага помещалась в вакуумируемую камеру. В результате последовательность импульсов образовывала на бумаге серию ожогов. Профиль распределения энергии в лазерном пучке имел вид эллипса, что позволяло довольно точно определить положение фокуса по повороту осей эллипса. С помощью калиброванного оптического микроскопа в абсолютных единицах вычислялась площадь ожога по некоторому постоянному уровню плотности энергии, который являлся порогом потемнения бумаги. Определение интенсивности излучения проводилось с помощью метода, аналогично так называемому метода клина (Avizonis, P. V., et al., 1967; Рагульский В. В. и Файзуллоев Ф. С., 1969). В экспериментах измерялся размер ожога в зависимости от энергии, откуда восстанавливался профиль лазерного пучка, который аппроксимировался гауссовой кривой.

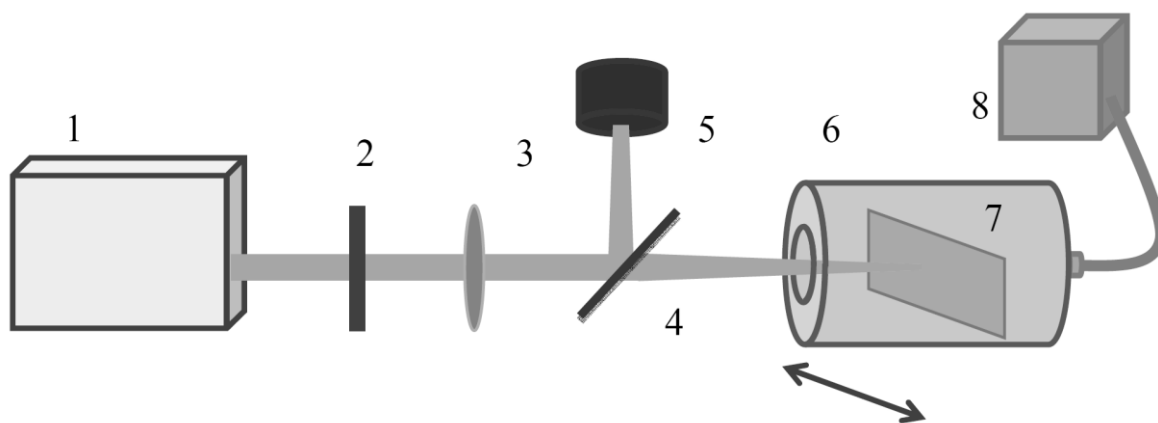


Рис. 3.1. Оптическая схема эксперимента. 1- титан-сапфировая лазерная система, 2 – дифракционный ослабитель, 3 – линза, 4 – делитель пучка, 5 – калориметр, 6 – перемещаемая вакуумируемая камера, 7 – термочувствительная бумага, 8 – вакуумный насос

На Рис.3.2 для примера показаны восстановленные профили пучка и аппроксимирующие их гауссовы кривые при фокусировке линзами с фокальными расстояниями 130 и 380 см. Интенсивность лазерного излучения в области

перетяжки определялась отношением средней за импульс мощности импульса к площади пучка по уровню  $1/e$  от максимального значения.

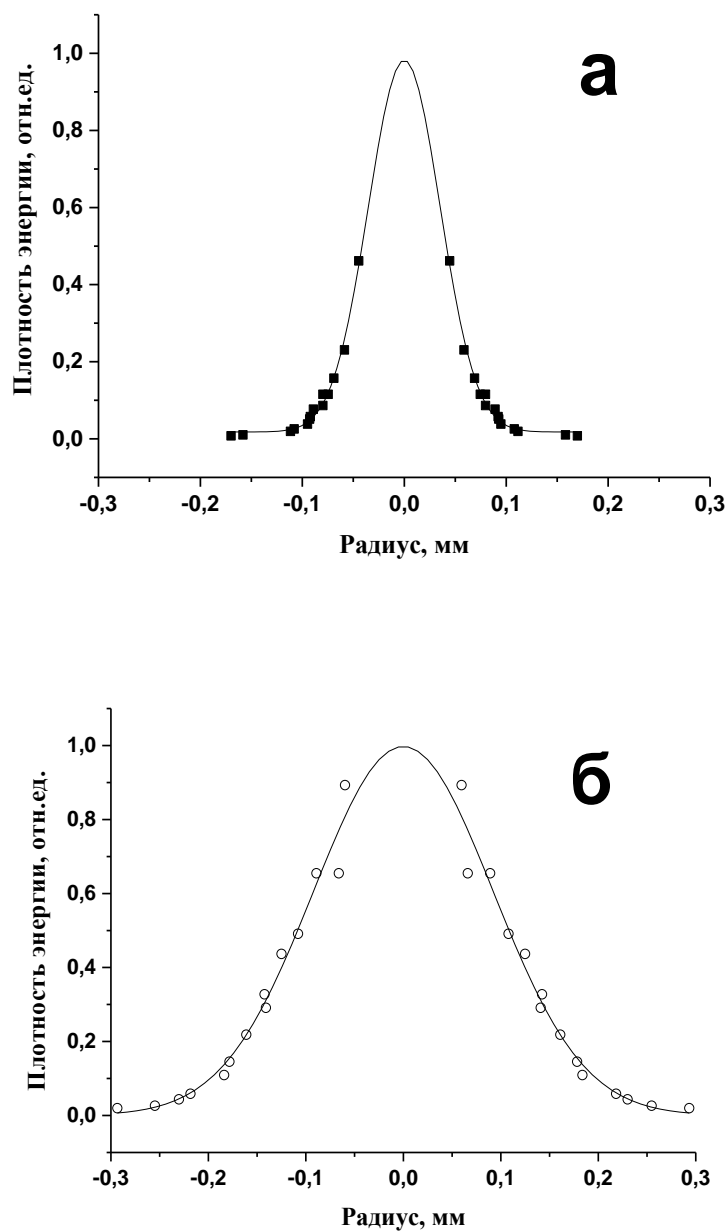


Рис. 3.2. Профили плотности энергии и аппроксимирующие их гауссовы кривые, полученные для сходящихся лазерных пучков. Линзы с фокальными расстояниями 130 (а) и 380 см (б).

Для лазерного пучка с числовой апертурой  $NA = 0.01$ , при докритических мощностях максимальное значение интенсивности достигало  $5 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> (Рис.3.3). Увеличение числовой апертуры пучка приводило к росту максимального

значения интенсивности. Наибольшая полученная в этих экспериментах интенсивность составляла  $1.4 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> при  $NA = 0.02$ . Следует отметить, что увеличение числовой апертуры выше этого значения ( $NA = 0.02$ ), даже в существенно докритической области мощностей, интенсивность лазерного импульса изменялась незначительно. Такое поведение, по-видимому, связано с образованием относительно плотной лазерной плазмы, которая ограничивает рост интенсивности при увеличении числовой апертуры пучка.

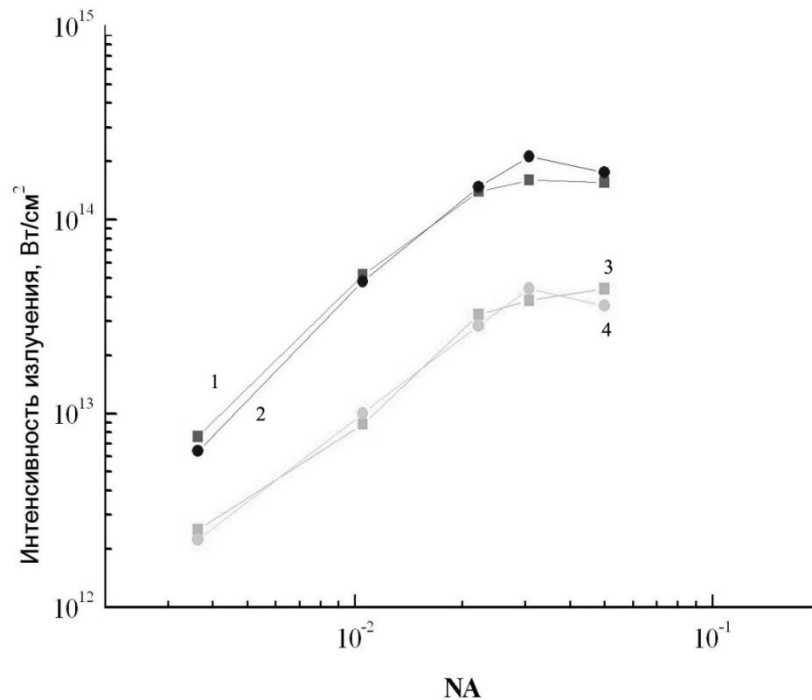


Рис. 3.3. Зависимость лазерной интенсивности ИК импульсов от числовой апертуры для различных значений мощности и давления: 1 – 3.2 ГВт, 1 атм; 2 – 3.2 ГВт, 0.1 атм; 3 – 0.32 ГВт, 1 атм; 4 – 0.32 ГВт, 0.1 атм.

При фокусировке в вакууме возможно достижение существенно более высоких интенсивностей, поскольку фокусировка не ограничивается дефокусирующей плазмой. Однако очевидно, что в этом случае – в случае отсутствия материальной среды и самофокусировки – филаментация будет отсутствовать. Поэтому эксперименты проводились не в вакууме, а при давлении 0.1 атм. Увеличение числовой апертуры так же, как и при атмосферном давлении, приводило к росту интенсивности. Однако, при увеличении числовой апертуры

более 0.02 интенсивность практически не возрастала. В этих экспериментах максимальная интенсивность составляла  $1.9 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> при  $NA = 0.05$ .

На Рис.3.3 показаны зависимости лазерной интенсивности от числовой апертуры лазерного пучка для двух значений мощности и давления. Как отмечалось выше, даже для докритических значений мощности при росте числовой апертуры выше значения 0.02 наблюдалась стабилизация интенсивности. При этом в пределах погрешности значение интенсивности не изменялось при понижении давления до 0.1 атм. Таким образом, при уменьшении давления условия дефокусировки лазерного излучения плазмой практически не изменяются. Отсюда можно получить оценку плотности плазмы сверху (плотность плазмы не может быть выше 0.1 атм) - менее  $\sim 3 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>.

С помощью той же экспериментальной методики был проведен эксперимент по измерению интенсивности лазерных импульсов с центральной длиной волны 248 нм (третья гармоника). В экспериментах применялись две кварцевых линзы, образующие сходящиеся пучки с числовой апертурой  $NA = 0.025$  и 0.06. Значения интенсивности УФ импульсов, полученные в этих экспериментах, были на порядок ниже величин, полученных для ИК импульсов. Увеличение числовой апертуры вело к росту интенсивности излучения. В отличие от ИК импульсов, где стабилизация интенсивности наблюдалась при числовых апертурах более 0.02, увеличение числовой апертуры от 0.025 до 0.06 для УФ импульсов приводило к росту интенсивности в несколько раз. Максимальная величина интенсивности УФ импульсов, полученная в этих экспериментах, составляла  $1.5 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> при  $NA = 0.06$ .

Таким образом, показано, что повышение числовой апертуры ведет к росту лазерной интенсивности. Для ИК импульсов при увеличении числовой апертуры более 0.02 интенсивность практически не возрастала, для УФ импульсов интенсивность росла по крайней мере до числовой апертуры 0.06. Максимально измеренная интенсивность для ИК импульсов при докритических мощностях составляла  $1.9 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>, для УФ импульсов –  $1.5 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>. Проведена оценка плотности плазмы сверху, которая показала, что в таких условиях плотность плазмы не превышает  $\sim 3 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>.

## 3.2. Плазменные каналы, образующиеся при филаментации сильносходящихся пучков

### 3.2.1. Геометрические параметры плазменных каналов

Эксперименты по определению геометрических параметров филаментов, образующихся в сходящихся пучках, проводились с оптической схемой, показанной на Рис.3.4. Лазерное излучение фокусировалось линзами 2 или сферическими зеркалами с различными фокусными расстояниями от 20 до 500 мм, что соответствует числовым апертурам  $NA = 0.2 - 0.008$ . Энергия импульса измерялась непосредственно за фокусирующим элементом калориметром 4. Изображение плазменной области (Рис.3.5 (а)) получалось с помощью оптического микроскопа 5 и ПЗС матрицы, данные с которой выводились на компьютер 6. После прохождения фокальной области лазерные импульсы направлялись на экран 7.

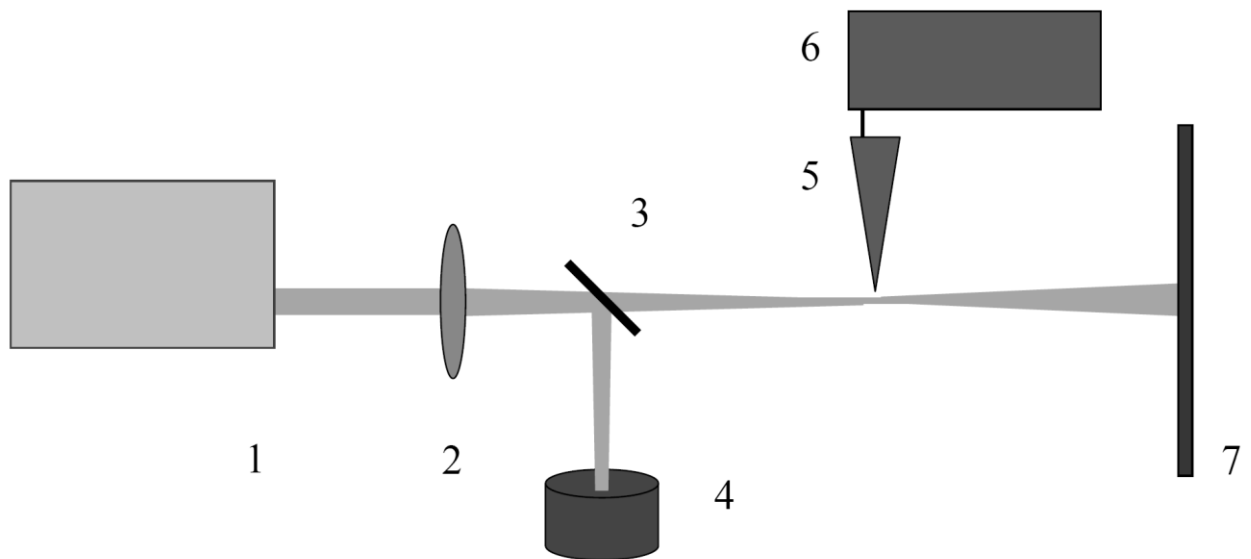


Рис. 3.4. Оптическая схема эксперимента: 1 – лазерная система, 2 – линза, 3 – делитель пучка, 4 – калориметр, 5 – микроскоп с ПЗС матрица, 6 – компьютер, 7 – экран

В изображении плазменного образования выбирался одиночный плазменный канал. Из этого изображения определялся средний радиус канала на полувысоте по поперечному профилю (Рис.3.5 (в)). В случае сильносходящихся пучков длина плазменного образования определялась аналогичным способом (Рис.3.5 (б)). Для



слабосходящихся пучков, когда длина плазмы составляла десять и более миллиметров, длина плазменного образования определялась визуально по линейке.

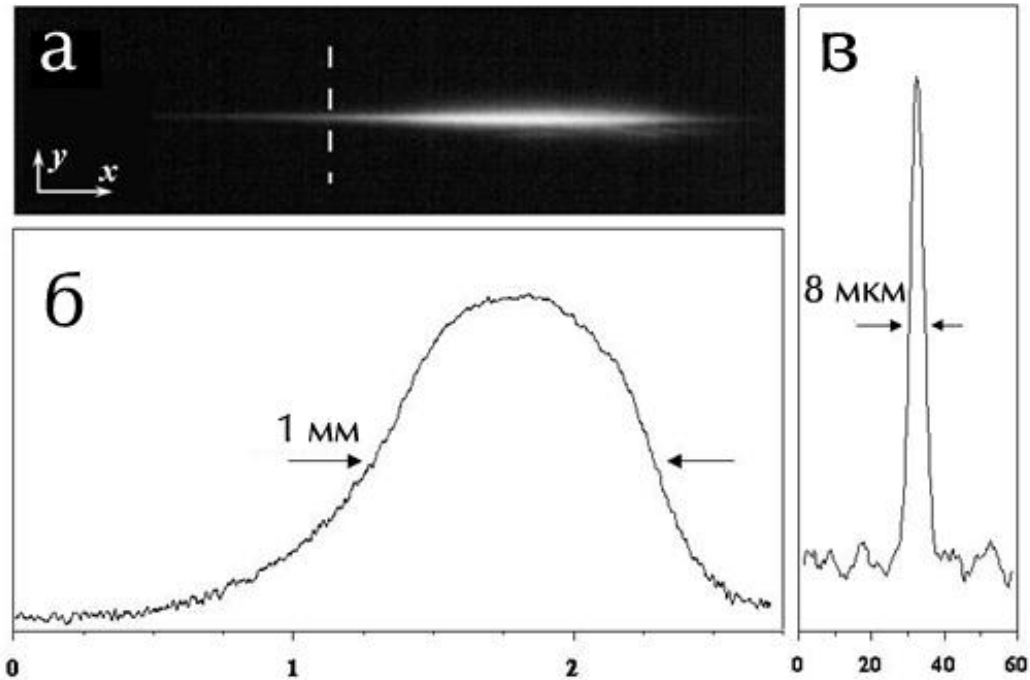


Рис.3.5. Плазменное образование, наблюдаемое при  $NA = 0.2$ ,  $P_0 = 6.5$  ГВт (а). Профили плазменного образования: б - продольный (вдоль оптической оси, по координате  $x$ ) и в - поперечный (координата  $y$ ).

Зависимости среднего радиуса плазменного канала  $R_{pl}$  от числовой апертуры пучка  $NA$  приведены на Рис.3.6. Расчетные данные приведены для случая, когда начальная мощность лазерного импульса  $P_0$  десятикратно превышала критический уровень. Численное моделирование, результаты которого представлены в этом разделе, проводилось научной группой проф. Ю.Э. Гейнца и проф. А.А. Землянова из Института Оптики Атмосферы СО РАН, г. Томск. Для определенности отношение мощности лазерного импульса к критической мощности самофокусировки будет обозначаться символом  $\eta$ :

$$\eta = P_0/P_{cr}. \quad 3.1$$

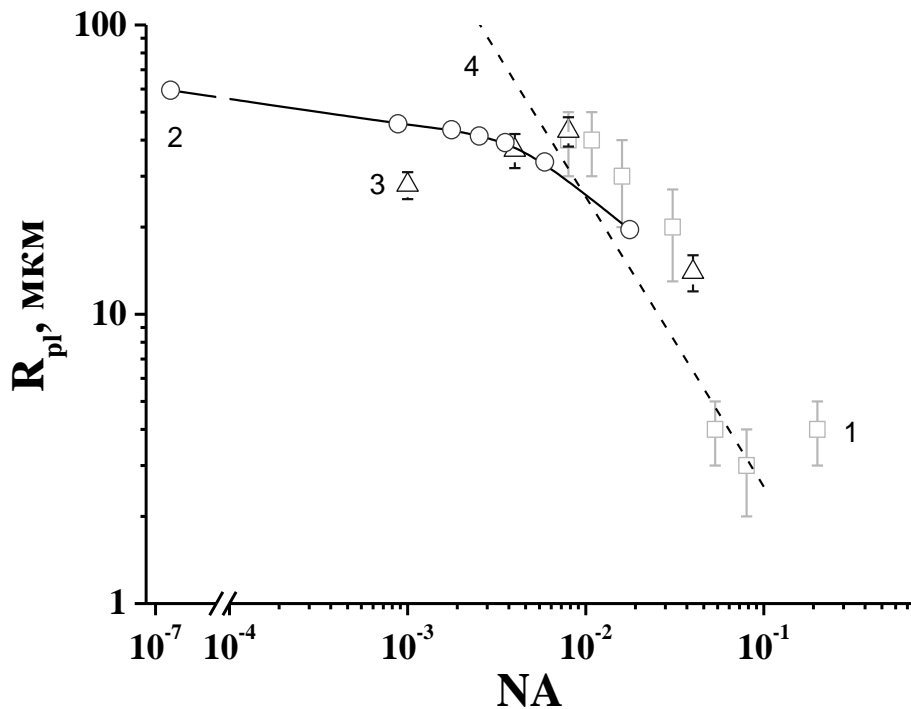


Рис. 3.6. Зависимости радиуса плазменного образования от числовой апертуры сходящегося пучка: 1 – эксперимент, 2 – расчет ( $\eta = 10$ ), 3 – данные из работы (Theberge et al., 2006) ( $\eta = 3$ ), 4 – радиус перетяжки гауссова пучка  $R_f$ .

На этом же рисунке для сравнения приведены соответствующие данные из экспериментальной работы (Theberge et al., 2006) и расчетный радиус фокального пятна гауссовского пучка  $R_f$  при его линейной фокусировке:

$$R_f = 2\sqrt{1 - NA^2}/(k_0 NA). \quad 3.2$$

Увеличение числовой апертуры сходящегося пучка в этих экспериментах приводило к уменьшению поперечного размера формирующихся при филаментации плазменных каналов. При относительно слабой фокусировке (числовая апертура менее 0.01) радиус плазменного канала слабо изменялся в диапазоне 40-60 мкм. При увеличении числовой апертуры более 0.01, с ростом параметра  $NA$  радиус  $R_{pl}$  уменьшался практически линейно, при этом он почти соответствовал расчетному радиусу перетяжки  $R_f$ . При числовой апертуре 0.05 и более поперечный размер плазменного канала  $R_{pl}$  практически не изменялся, оставаясь на уровне  $R_{pl} \approx 2-4$  мкм. Стабилизация радиуса  $R_{pl}$ , по-видимому, связана

с сильной рефракцией лазерных импульсов на образующейся в перетяжке плазме, которая наблюдалась при мощностях лазерных импульсов, даже существенно меньших, чем критическая мощность самофокусировки. Этот результат хорошо согласуется с экспериментом по определению интенсивности, а именно со стабилизацией интенсивности при достижении числовой апертуры в несколько единиц  $10^{-2}$  и при дальнейшем увеличении числовой апертуры.

Зависимости средней длины плазменного образования  $L_{pl}$  от числовой апертуры сходящегося пучка, полученные в эксперименте и в расчетах, показаны на Рис.3.7.

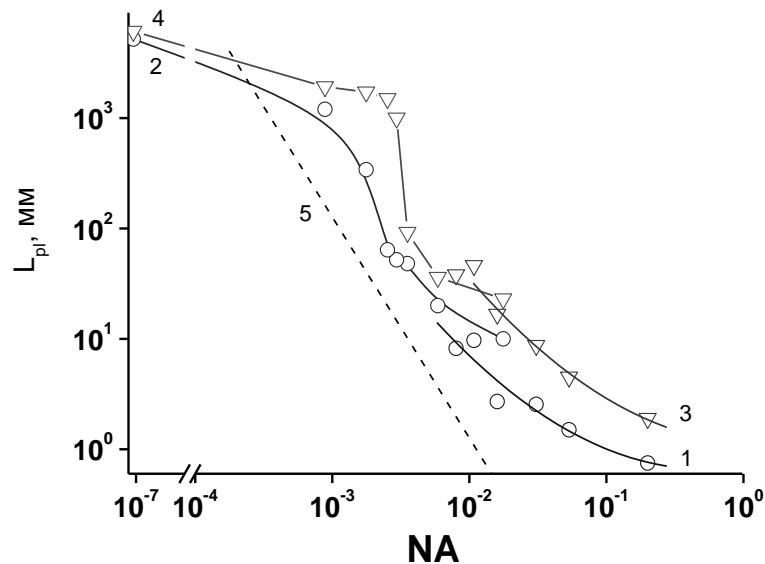


Рис.3.7. Зависимости средней длины плазменного образования  $L_{pl}$  от числовой апертуры сходящегося пучка, полученные в эксперименте (1, 3) и в расчетах (2, 4) для двух мощностей лазерного импульса:  $\eta = 1$  (1, 2) и 10 (3, 4), штриховая линия (5) – длина фокальной перетяжки гауссова пучка  $L_f$

Так же, как и для радиуса плазменного образования, так и для его средней протяженности  $L_{pl}$  наблюдалось ее сокращение при увеличении числовой апертуры фокусирующей системы. Длина перетяжки гауссова пучка определялась по формуле:

$$L_f = (2k_0 NA^2)^{-1} \quad 3.3$$

При больших числовых апертурах протяженность плазменного канала существенно более, чем на порядок, превышала длину перетяжки гауссова пучка (прямая 5 на Рис.3.7). Уменьшение числовой апертуры сходящегося лазерного пучка приводило к удлинению плазменного образования.

### 3.2.2. Температура и плотность плазмы

Как было показано выше, увеличение числовой апертуры сходящегося лазерного пучка приводило не только к уменьшению продольных и поперечных размеров плазменного образования, но и к росту интенсивности лазерных импульсов. Увеличение интенсивности может приводить к росту концентрации свободных электронов в образующейся плазме. В данном разделе приведены результаты экспериментальных и численных исследований влияния числовой апертуры лазерного пучка на электронную плотность плазмы в филаменте. Численное моделирование так же, как и в предыдущем разделе, было проведено группой проф. Ю.Э. Гейнца и проф. А.А. Землянова из Института Оптики Атмосферы СО РАН.

В экспериментах электронная плотность плазмы, образующейся при филаментации сходящихся лазерных пучков в воздухе, определялась двумя методами. В первом случае усредненная по плазменному образованию плотность плазмы  $\rho_e$  оценивалась по углу рефракции лазерного импульса. Для этого использовались полученные в предыдущем разделе 3.2.1 значения радиуса  $R_{pl}$  и длины  $L_{pl}$  плазменного образования. По модели Друде, показатель преломления плазмы зависит от плотности свободных электронов  $\rho_e$ :

$$n(r) = (1 - \rho_e(r)/\rho_c)^{1/2}, \quad 3.4$$

где  $\rho_c$  – критическая плотность плазмы для заданной длины волны. В таком случае угол расходимости лазерного излучения  $\theta_{pl}$ , который обусловлен рефракцией на плазме, оценочно можно записать в виде интеграла:

$$\theta_{pl} = \int |\nabla_{\perp} n(r)| dl \approx |\overline{\nabla_{\perp} n}| L_{pl} \quad 3.5$$

где

$$|\nabla_{\perp} n| \approx n/R_{pl}, \quad 3.6$$

В эксперименте угол расходимости лазерного импульса  $\theta$  можно определить как отношение радиуса лазерного пучка наблюдаемого на экране, расположенном после геометрического фокуса, к расстоянию от экрана до фокуса. Однако, этот угол включает в себя угол начальной фокусировки излучения  $\theta_0$ , который зависит от числовой апертуры фокусировки  $NA$ . В этом случае угол, определяемый рефракцией на плазме  $\theta_{pl}$ , можно получить в виде разности между углами экспериментально полученной расходимости пучка  $\theta$  и геометрической расходимости  $\theta_0$ :

$$\theta_{pl} = \theta - \theta_0, \quad 3.7$$

где

$$\theta_0 = \sqrt{1/(k_0 R_0)^2 + NA^2}, \quad 3.8$$

$k_0 = 2\pi/\lambda_0$  – волновое число, а  $R_0$  – начальный (до фокусировки) радиус лазерного пучка.

Во втором методе электронная плотность плазмы определялась с помощью эмиссионной спектроскопии. В этом случае измерялось штарковское уширение триплета линий атомарного кислорода O I. В данном эксперименте принимал участие В.Н. Леднев, сотрудник ИОФ РАН. Принципиальная схема этого эксперимента показана на Рис.3.8. Так же, как и в предыдущих экспериментах, на выходе из лазерной системы энергия импульса ослаблялась дифракционным ослабителем. Затем излучение фокусировалось линзой в воздухе. В этих экспериментах применялись сходящиеся лазерные пучки с числовыми апертурами 0.2, 0.05, 0.03. Измерение энергии импульса проводилось калориметром, который помещался после фокусирующего элемента. В направлении, перпендикулярном распространению лазерного пучка, излучение флуоресценции плазменного образования проектировалось на входную щель спектрометра Spectro-Physics MS260i.

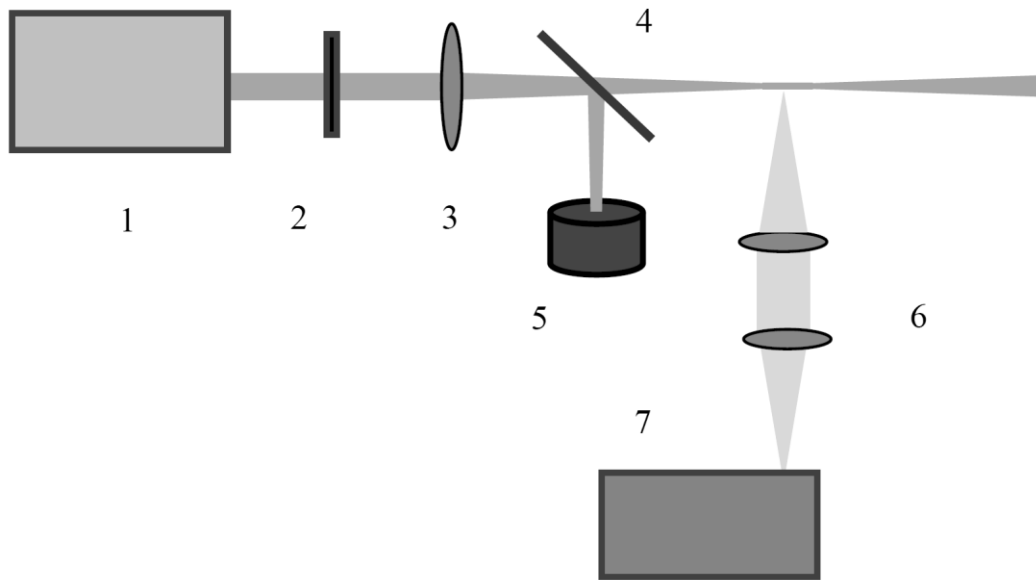


Рис. 3.8. Схема экспериментальной установки: 1 – лазерная система, 2 – дифракционный ослабитель, 3 – линза, 4 – делитель пучка, 5 – калориметр, 6 – система линз, 7 – спектрометр

Для оценки плотности плазмы был выбран спектральный диапазон 760-800 нм, в котором находился триплет атомарных линий кислорода O I. По уширению этих линий проводилась оценка усредненной по плазменному образованию электронной плотности. Триплет O I состоит из трёх линий, которые расположены на длинах волн 777.19, 777.42 и 777.54 нм. Эти линии соответствуют электронным переходам  $2s^2 2p^3(^4S^0)3s - 2s^2 2p^3(^4S^0)3p$ , где  $J_k = 3, 2$  и  $1$ . Линии этого триплета хорошо регистрируются над уровнем фона, разрешение спектрографа позволяет их различить, в этой спектральной области отсутствуют другие линии - все это отвечает необходимым для анализа условиям.

На Рис.3.9 показан характерный спектр триплета O I, который в данных экспериментальных условиях уширяется и выглядит, как одна линия. В этих условиях штарковское уширение является доминирующим механизмом (Bernhardt et al., 2008). В таком случае в области филаментации присутствует настолько большое значение электрического поля, что уширение спектральных линий превосходит расстояние между ними. Спектральный профиль полученной линии аппроксимировался лоренцевым контуром. Тогда электронная плотность плазменного образования может быть оценена из ширины лоренцевого контура по формуле:

$$\Delta\lambda_{OI} = 2 \omega_{OI}^{\text{exp}} \left( \frac{\rho_e}{10^{16}} \right), \quad 3.9$$

где  $\omega_{OI}^{\text{exp}}$  – коэффициент уширения Штарка ( $\omega_{OI}^{\text{exp}} = 0,0166 \text{ нм}$ , (Bernhardt et al., 2008)), а  $\rho_e$  – электронная плотность плазмы.

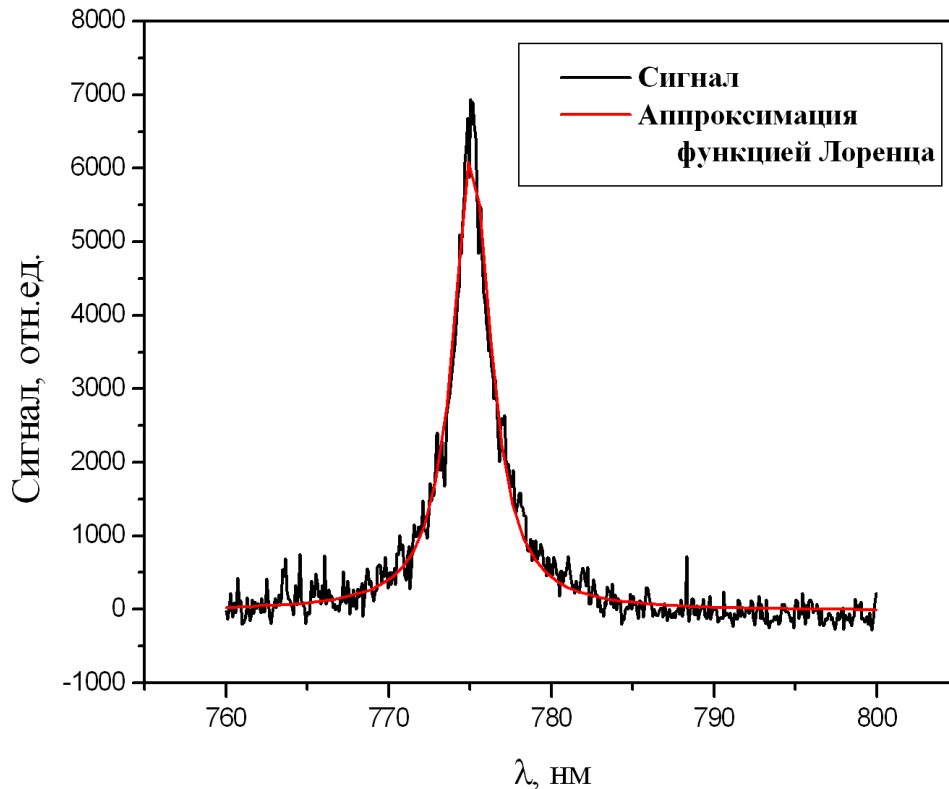


Рис. 3.9. Спектр триплета атомарного кислорода при числовой апертуре лазерного пучка  $NA = 0.05$

Зависимости усредненной по плазменному образованию плотности плазмы от числовой апертуры сходящегося пучка, проведенные обоими способами, а также данные численного моделирования и результаты работы (Theberge et al., 2006) показаны на Рис.3.10. Для иллюстрации здесь также приведены расчетные данные пикового значения плотности плазмы. Экспериментально полученные обоими методами величины плотности плазмы хорошо согласуются не только качественно, но и количественно. При значении числовой апертуры лазерного пучка 0.04 экспериментальная оценка плотности плазмы дает величину  $2-3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , что

согласуется с нашими оценками плотности плазмы сверху (см. Раздел 3.1). Качественно экспериментальные и расчетные данные также согласуются: при увеличении числовой апертуры электронная плотность плазменного образования растет. Однако, расчет показывает несколько большее значение плотности плазмы, чем экспериментальные оценки. Следует отметить, что филаментация слабосходящегося или коллимированного пучка сопровождается образованием плазменных областей с существенно меньшей плотностью электронов по сравнению с сильносходящимися пучками.

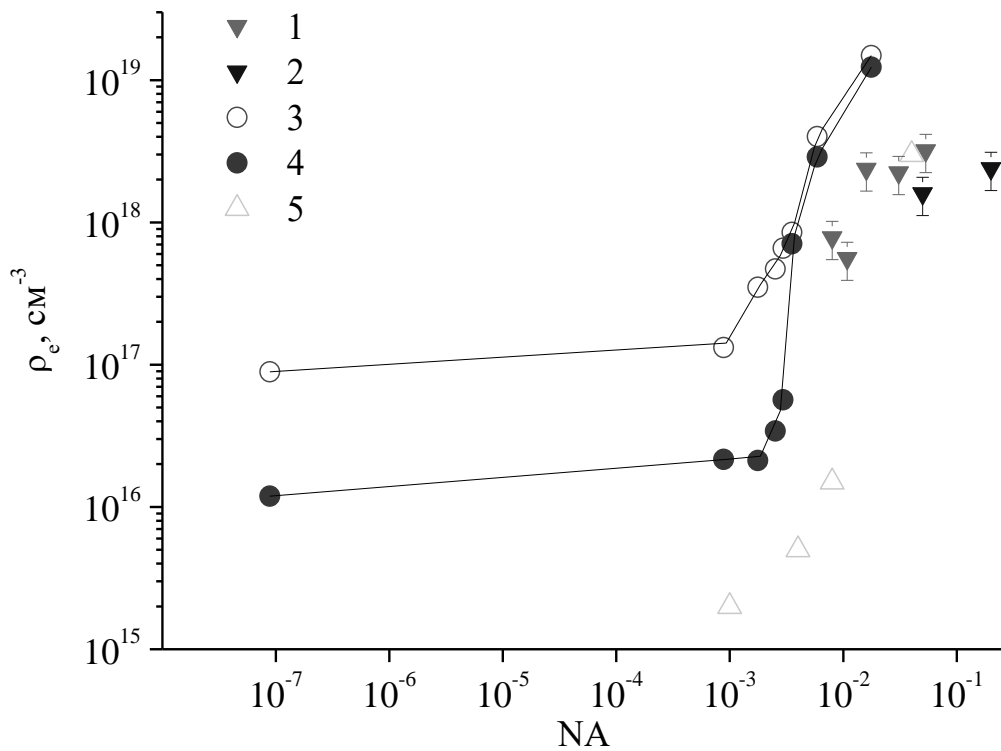


Рис. 3.10. Зависимость средней (1, 2, 3, 5) и пиковой (4) плотности электронов от числовой апертуры сходящегося пучка: 1 – оценка по углу рефракции, эксперимент ( $\eta \approx 1,5$ ); 2 – эмиссионная спектроскопия, эксперимент ( $\eta \approx 2$ ); 3, 4 – численный расчет ( $\eta = 10$ ), 5 – данные работы (Theberge et al., 2006) ( $\eta \approx 3$ )

Спектральные характеристики свечения лазерной плазмы позволили оценить ее температуру путем аппроксимации полученных спектров формулой Планка,



которая описывает спектральную плотность излучения абсолютно черного тела при некоторой температуре  $T$ :

$$f(\lambda) = \frac{8\pi hc\lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1}, \quad 3.10$$

где  $\lambda$  – длина волны,  $T$  – температура,  $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$  Дж·с – постоянная Планка,  $k = 1,381 \cdot 10^{-23}$  Дж/К – постоянная Больцмана,  $c = 2,998 \cdot 10^8$  м/с – скорость света.

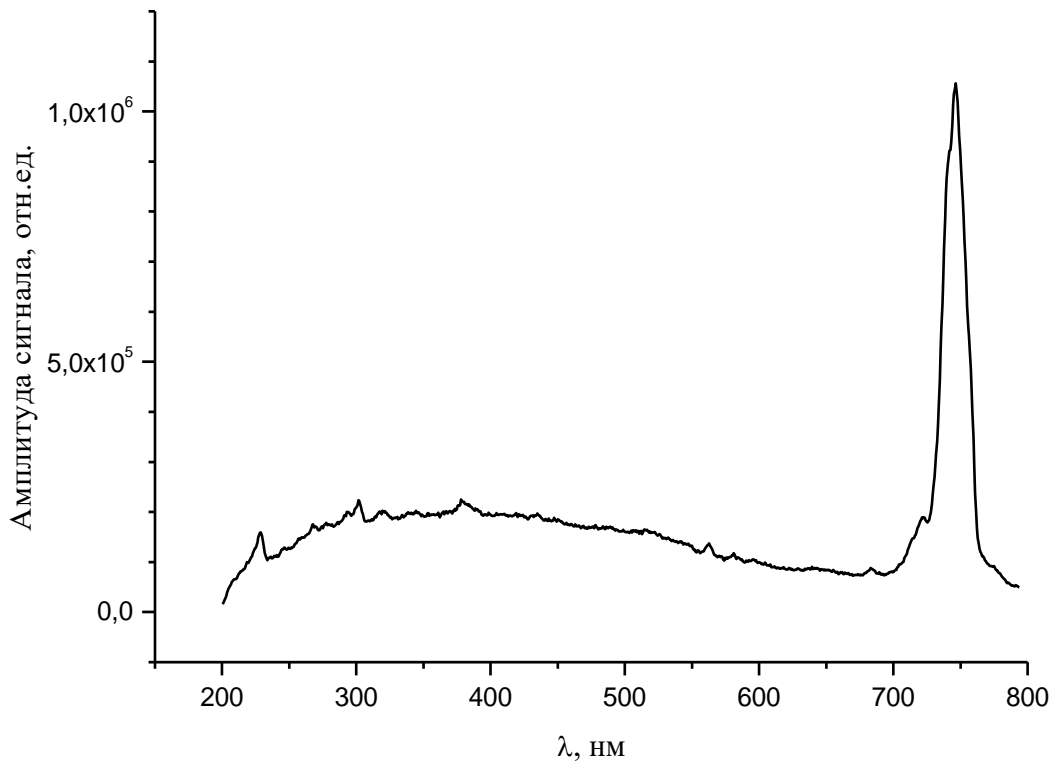


Рис. 3.11. Спектр свечения лазерной плазмы.  $NA = 0.05$

Характерный спектр свечения лазерной плазмы, образующейся при филаментации лазерных импульсов в воздухе, показан на Рис.3.11. Пик излучения с максимумом на длине волны 740 нм обусловлен рассеянным на плазме лазерным излучением. Общая форма спектра (без небольших пиков, обусловленных свечением атомарных линий) хорошо описывается формулой Планка для излучения абсолютно черного тела при температуре около 7000 К. Следует отметить, что в этих экспериментах время экспозиции ПЗС матрицы составляло 10

нс, т.е. можно говорить лишь о некоторой усредненной по плазменному образованию и по временному интервалу 10 нс оценке температуры плазмы.

Таким образом, двумя экспериментальными методами были проведены оценки усредненной по плазменному образованию плотности плазмы. При увеличении числовой апертуры сходящегося пучка в экспериментах и в расчетах наблюдался рост плотности плазмы. В сильносходящихся пучках экспериментальная оценка плотности плазмы дала величину  $3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , что неплохо согласуется с проведенными выше оценками.

### 3.2.3. Плазменные каналы при множественной филаментации

Ранее в главе рассматривалась филаментация сходящихся пучков в воздухе в режиме одиночного филамента. Ниже будет рассмотрена картина образования филамента и переход в режим множественной филаментации сильносходящихся пучков.

В описываемых экспериментах ИК излучение фокусировалось стеклянной линзой из стекла. Фокусное расстояние составляло  $f \approx 50$  мм, при этом числовая апертура сходящегося пучка составляла  $NA = d_{1/e2}/2f \approx 0.08$ . Расчетные радиус и длина перетяжки пучка  $w_{\text{calc}} = \frac{\lambda\sqrt{1-NA^2}}{\pi NA} \approx 3$  мкм и  $l_{R,\text{calc}} = \frac{\lambda(1-NA^2)}{\pi NA^2} \approx 40$  мкм, соответственно. Для такого сходящегося пучка уже при докритическом значении мощности лазерного импульса  $P \approx 1$  ГВт появлялась плазма в области лазерной перетяжки. При увеличении мощности импульса выше критической из области перетяжки навстречу лазерному излучению (по оси  $x$ ) вытягивался светящийся плазменный канал (филамент) (Рис.3.12). В случае  $P \approx 6.4$  ГВт  $\geq 2P_{\text{crit}}$  длина плазменной области составляла  $L \approx 0.1$  мм  $> 2l_{R,\text{calc}}$ , а диаметр на полувысоте  $D \approx 5.5$  мкм (Рис.3.12, 15а). В данных условиях наблюдалось два плазменных канала (один не в фокусе) с близкими размерами (Рис.3.12, 15а), в результате, средняя мощность в пересчете на единичный филамент составляла около 3 ГВт.

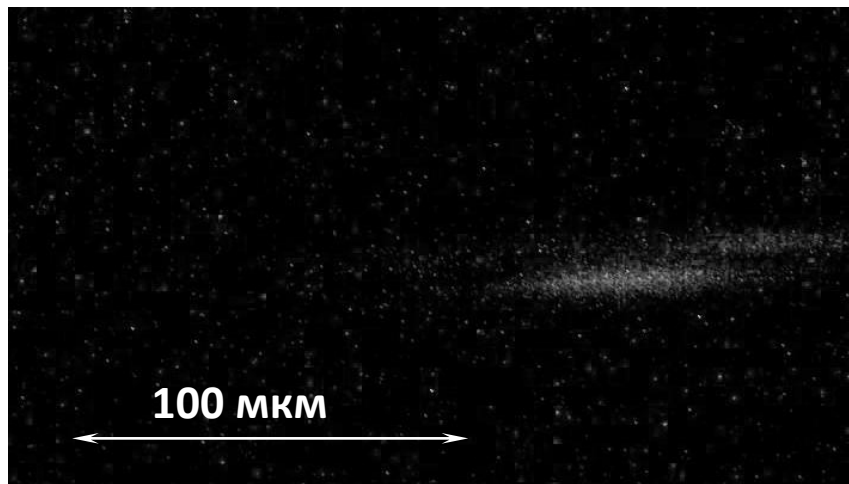


Рис.3.12. Плазменный канал при мощности импульса 6.4 ГВт. Масштаб указан на рисунке.

Дальнейшее увеличение мощности лазерных импульсов (в описываемых экспериментах вплоть до  $\sim 70$  ГВт) приводило к тому, что из области перетяжки вдоль оптической оси навстречу распространению импульса вырастал один филамент, который по мере развития окружался несколькими, более короткими на периферии лазерного луча (Рис.3.13). Далее вдоль оси число филаментов снижалось с появлением темной области дефокусировки (Рис.3.13, верхний). В результате при высоких мощностях импульсов до перетяжки пучка формировалось в общем случае веретенообразное плазменное образование, состоящее из множества филаментов (Рис.3.13,14).

Прописывая поперечный профиль плазменного образования для разных энергий при различных положениях вдоль оптической оси (Рис.3.15), был определен минимальный диаметр одиночного филамента (плазменного канала)  $D \approx 6$  мкм, что неплохо согласуется с данными, приведенными в разделе 3.2.1. Следует отметить, что полученный размер на порядок меньше, чем для колимированного излучения (по разным данным 50-100 мкм), что в более ранних работах не наблюдалось. Диаметр одиночного плазменного канала в этих экспериментах при постоянстве фокусировки не зависел от мощности импульса.

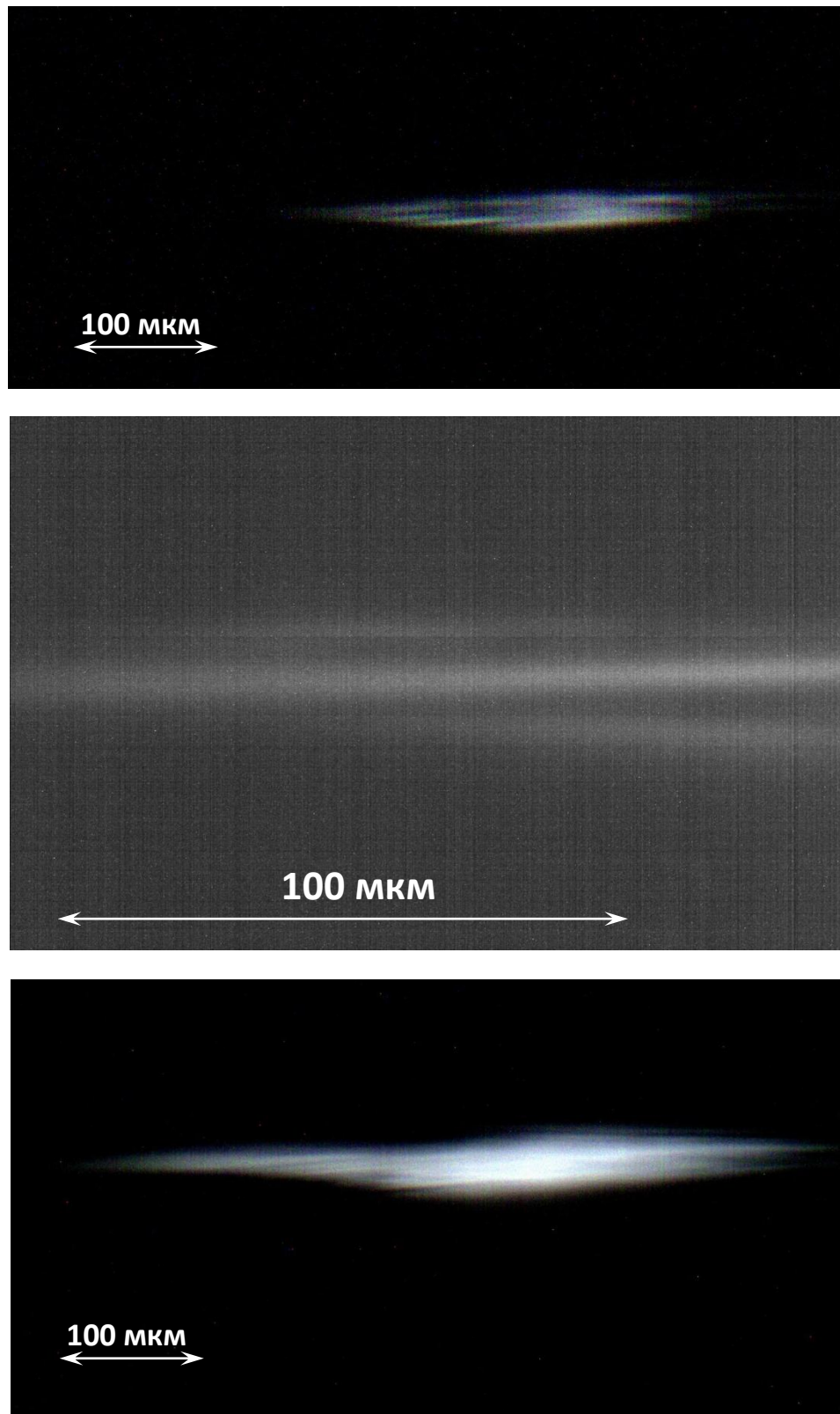


Рис.3.13. Плазменные каналы при мощностях лазерных импульсов 15 ГВт (два верхних рис.) и 33 ГВт (нижний рис.). Масштаб указан на рисунке.

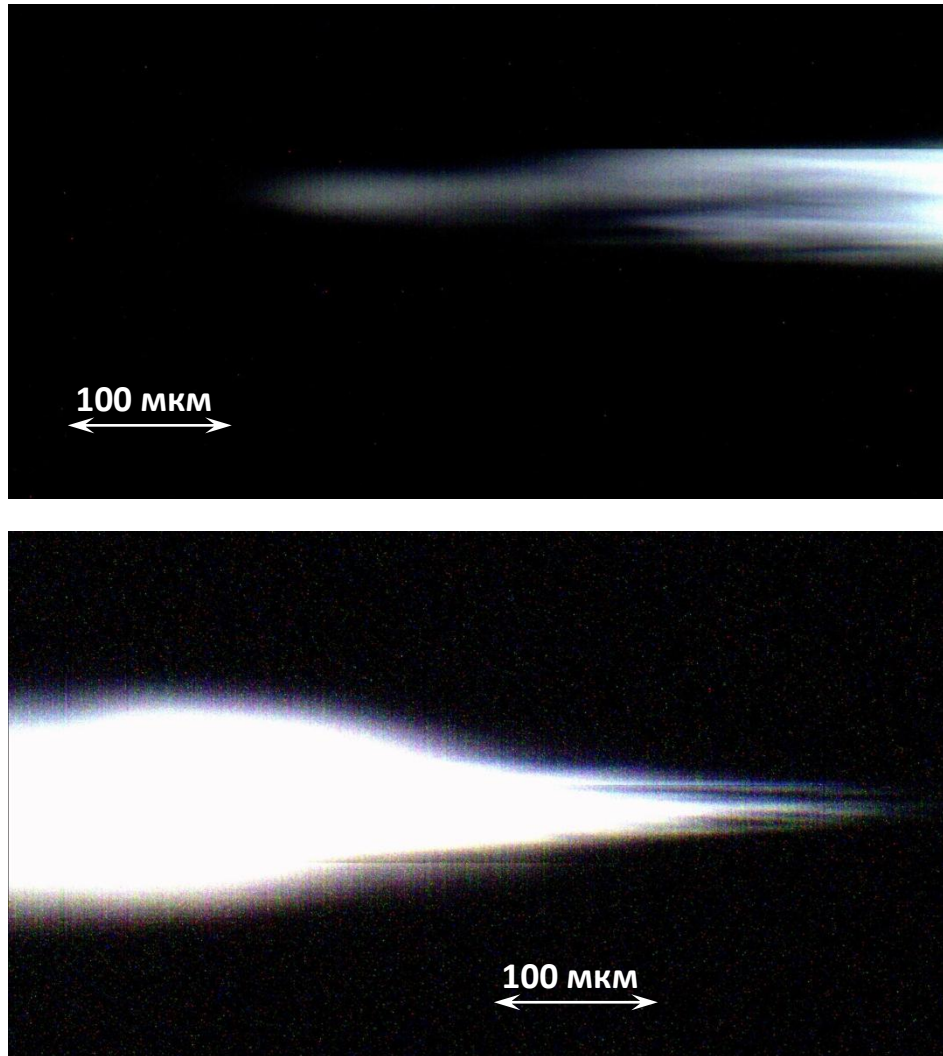


Рис.3.14. Плазменные каналы при мощности лазерного импульса 68 ГВт. Сверху начало филаментации, ниже завершение (вблизи линейной перетяжки). Масштаб указан на рисунке.

Для больших мощностей лазерных импульсов при формировании плоского изображения плазменного образования происходит наложение большого количества филаментов. Предыдущие эксперименты (см. также раздел 3.2.1) показали, что при заданной числовой апертуре пучка параметры отдельных филаментов в плазменном образовании сохраняются. В этом случае, используя «интегральную» (в плоскости изображения) интенсивность свечения одиночного филамента (Рис.3.12) в заданный телесный угол, который определяется системой построения изображения на матрице ПЗС (оптический микроскоп), оценить число филаментов  $N$  в разных зонах вдоль оптической оси. Числа филаментов  $N$  в сечении пучка в центральной, наиболее яркой зоне плазменного образования почти

линейно увеличивается с ростом мощности импульсов примерно как целая часть соотношения  $P/P_{\text{crit}}$  (Рис.3.15г).

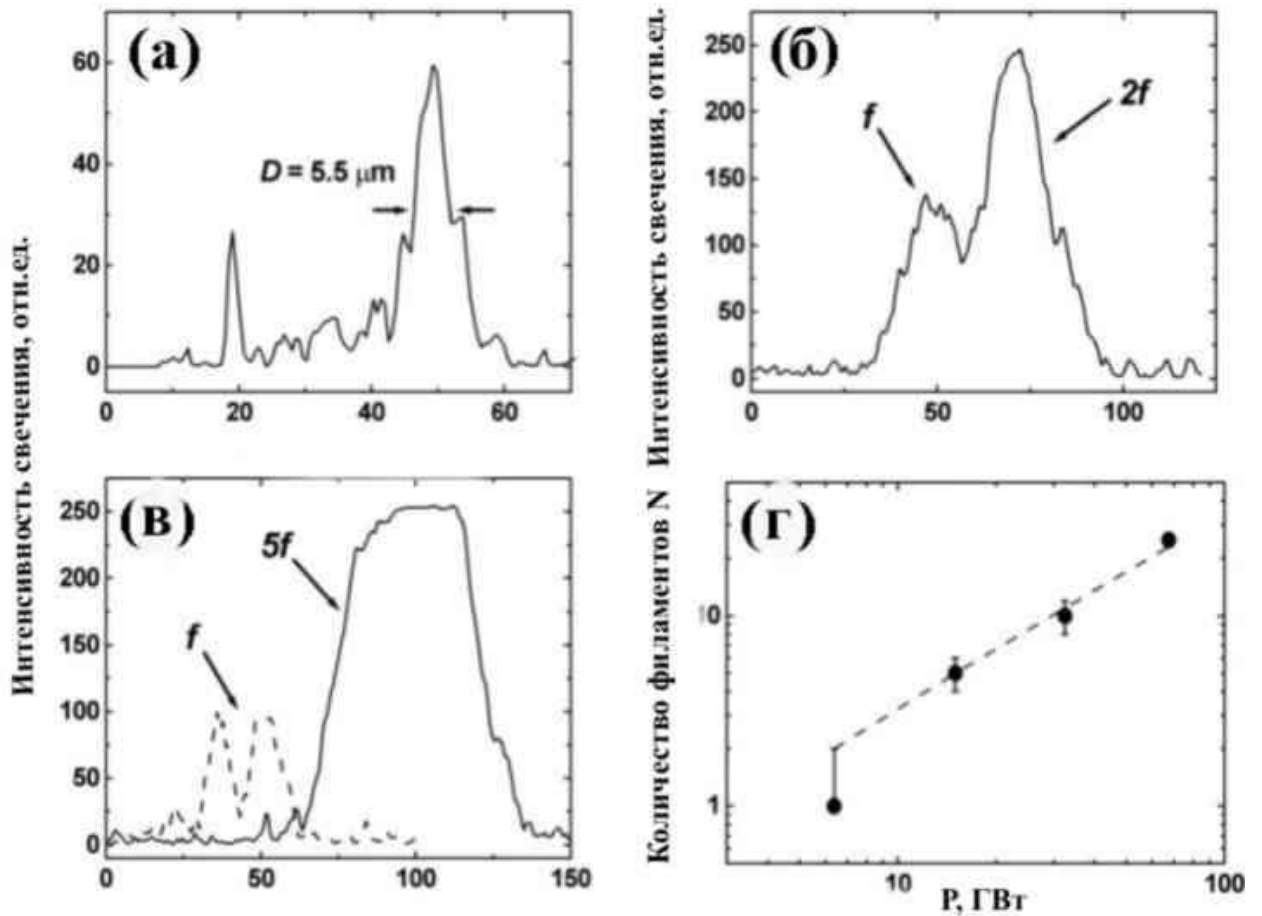


Рис.3.15. Поперечные профили интенсивности свечения плазменного образования при мощности лазерных импульсов  $P = 6.4$  (а) и  $15$  (б,в) ГВт. На рисунках (а-в) показаны отдельные филаменты в фокусе микроскопа (а), не в фокусе (б), а также наложение нескольких филаментов (б,в). (г) Зависимость количества филаментов от мощности импульса: экспериментальная (точки) и расчетная (пунктир  $N = \text{Int}\{P/P_{\text{crit}}\}$ ).

На экране, расположенном на расстоянии  $45$  см за геометрической перетяжкой линзы регистрировалось проходящее и преобразованное в результате нелинейных взаимодействий при филаментации излучение (Рис.3.16). При небольших мощностях (до  $1$  ГВт) после прохождения линейной перетяжки регистрировалось геометрически расходящееся гауссово распределение. Как отмечалось выше, при такой фокусировке увеличении мощности импульсов более  $1$  ГВт приводило к плазмообразованию в области перетяжки. Уже при  $2$  ГВт эта

плазма приводила к рассеянию (дифракции) лазерного излучения, что выразалось в его кольцеобразной форме (Рис.3.16а). При филаментации также наблюдалась кольцеобразная форма, в которой присутствовало преобразованное в результате нелинейных процессов более коротковолновое излучение (появление желтого и зеленого цветов на Рис.3.16б). Дальнейшее увеличение мощности приводило к множественной филаментации, что выразалось в дифракции когерентной конической эмиссии, получаемой от множества филаментов (Рис.3.16в,г, см. также раздел 3.7). Следует отметить, что в центральной области пучка наблюдалось темное пятно.

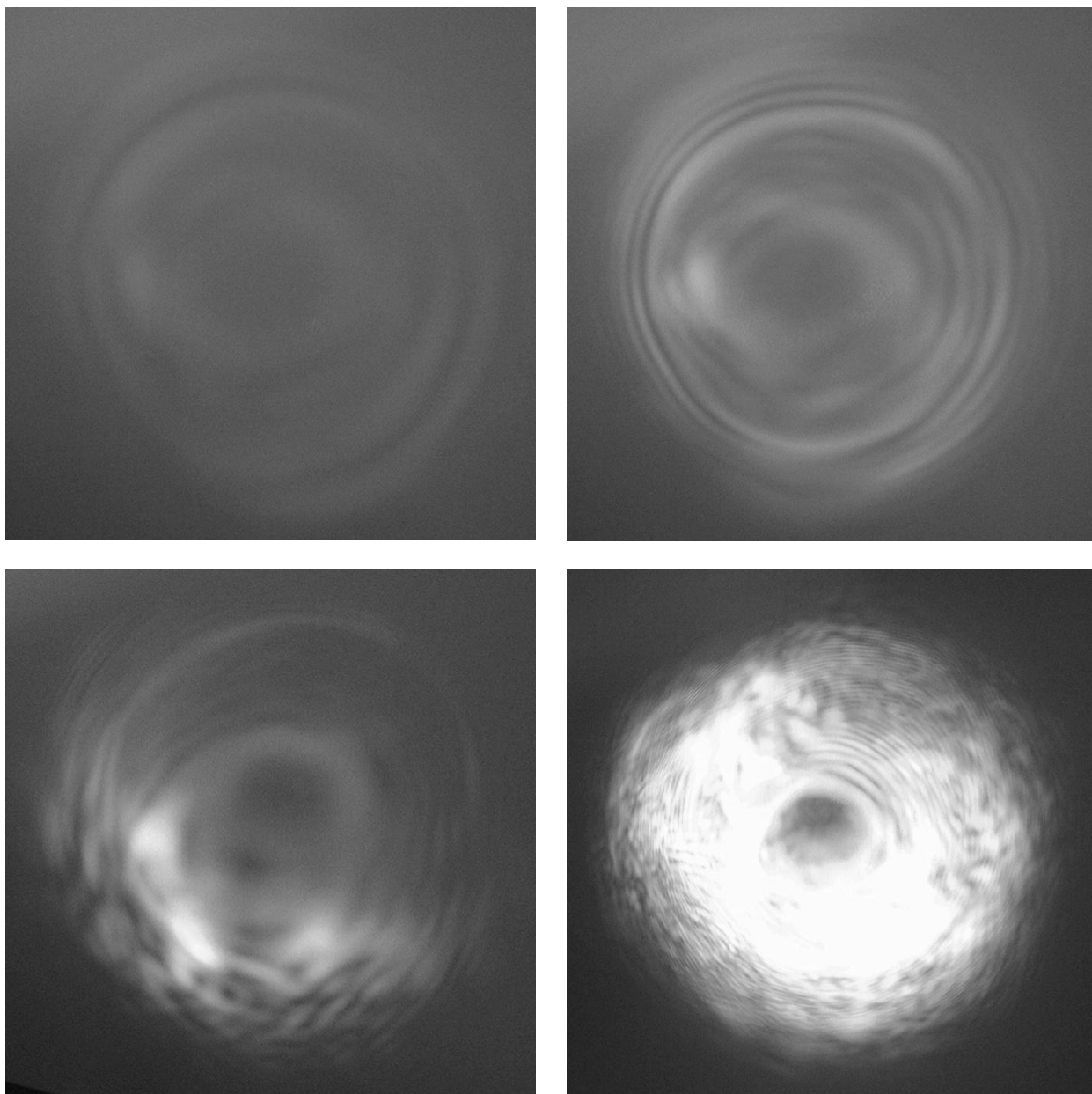


Рис.3.16. Излучение на экране, размещенном в 45 см от линейной перетяжки. Мощность лазерных импульсов: 2 (а), 6.4 (б), 15 (в) и 68 (г) ГВт.

Уменьшение числовой апертуры сходящегося пучка ( $NA < 0.01$ ) приводило к образованию одиночного филамента даже при многократном (более 10 раз) превышении критической мощности самофокусировки. По-видимому, при такой числовой апертуре после начала филаментации на оптической оси энергии в периферийной части пучка не достаточно для возникновения «сопутствующих» филаментов, поскольку набег фазы, возникающий вследствие самофокусировки, мал. Эта энергия расходуется на поддержание одного основного филамента (т.н. резервуар энергии). В случае больших числовых апертурах ( $NA > 0.01$ ) в периферийной части пучка содержится существенно большая плотность энергии, что приводит к самофокусировке периферийной части, и к образованию множества филаментов.

### 3.3. Филаментация импульсов после прохождения геометрического фокуса

В данном разделе приведены результаты экспериментального исследования филаментации сходящихся пучков в ИК (744 нм) и УФ спектральных диапазонах (248 нм). Для корректного сопоставления параметров плазменных каналов, образующихся при филаментации импульсов разных спектральных диапазонов, в экспериментах применялись импульсы, содержащие около пяти и около десяти критических мощностей. Это соответствовало энергиям 1.4 мДж и 2.8 мДж для ИК диапазона и 90 мкДж и 180 мкДж для УФ диапазона. Лазерные пучки фокусировались кварцевыми линзами с различными фокусными расстояниями (35 см и 100 см для ИК и 50 см и 150 см для УФ импульсов). В эксперименте распределение линейной плотности плазмы регистрировалось с помощью поперечной электродной системы, которая описана в Главе 2.

Экспериментально полученные распределения линейной плотности плазмы вдоль оси распространения импульсов на длинах волн 744 нм и 248 нм для различных энергий в импульсе показаны на Рис.3.17 и Рис.3.18, соответственно. При увеличении энергии протяженность плазменного канала возрастала для импульсов обоих диапазонов. При этом плазменный канал возникал ближе к оптическому элементу фокусирующему лазерный пучок. Такое поведение хорошо коррелирует с известной полуэмпирической формулой Марбургера (1.5) для определения начала филаментации (см. раздел 1.1.1). Следует отметить, что при



некоторых экспериментальных условиях плазменный канал не заканчивается вблизи геометрической перетяжки, а распространяется за нее.

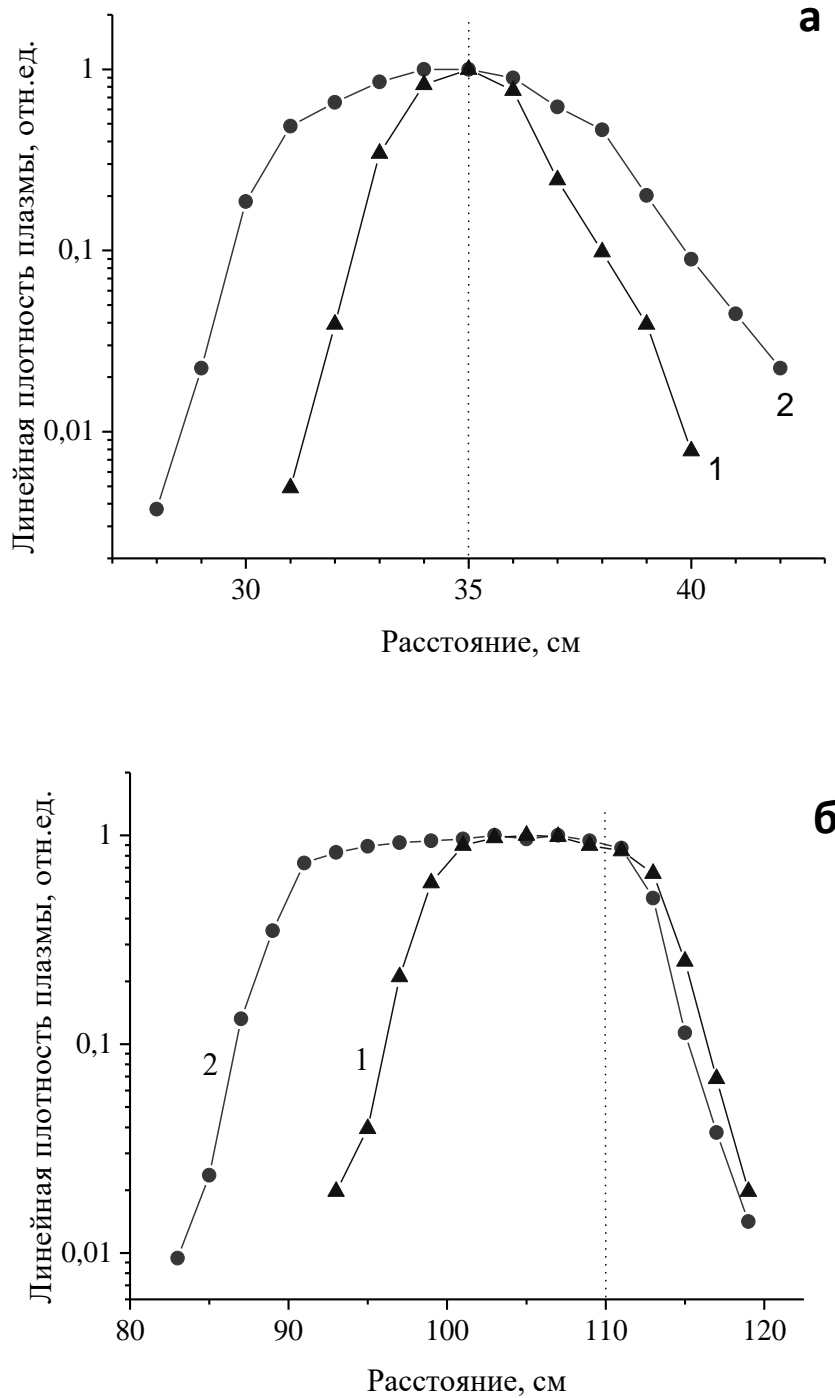


Рис. 3.17. Распределения линейной плотности плазмы вдоль оптической оси. Центральная длина волны - 744 нм. Фокусное расстояние – 35 см (а) и 110 см (б). Энергия лазерного импульса 1,4 мДж (1) и 2,8 мДж (2). Положение линейной перетяжки показано вертикальной штриховой линией.

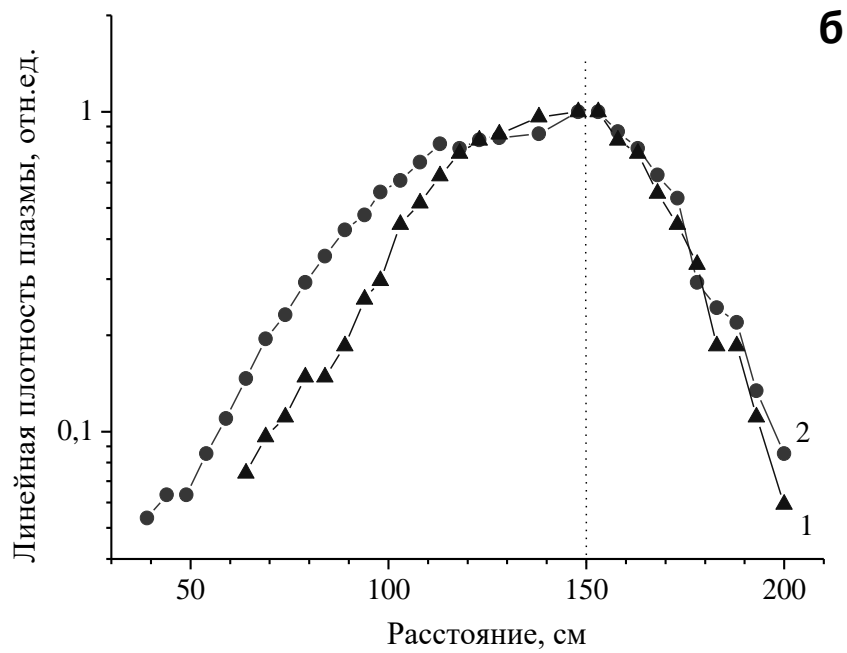
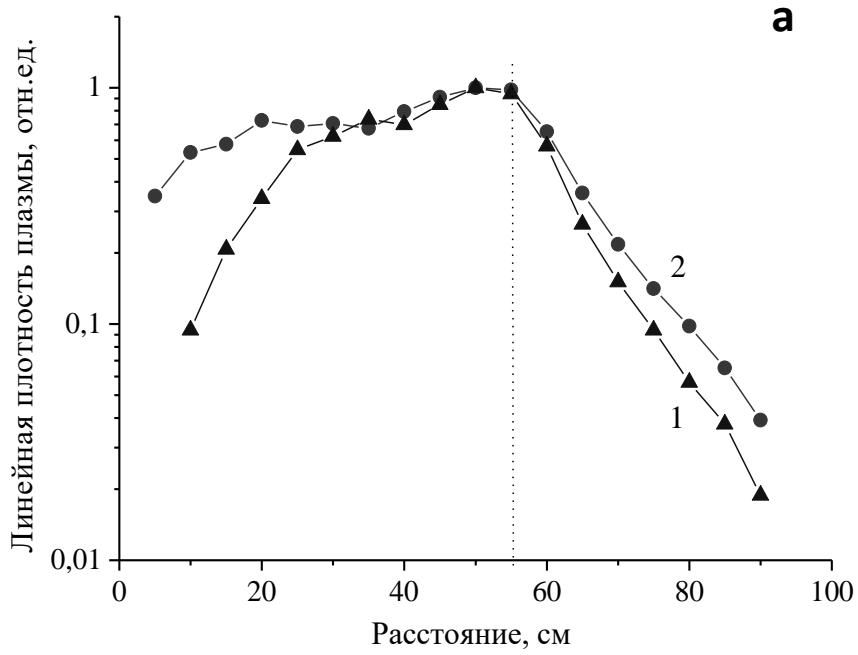


Рис. 3.18. Распределения линейной плотности плазмы вдоль оптической оси. Центральная длина волны - 248 нм. Фокусное расстояние - 55 см (в) и 150 см (г). Энергия лазерного импульса 90 мкДж (1) и 180 мкДж (2). Положение линейной перетяжки показано вертикальной штриховой линией.

Распространение филамента за линейную перетяжку впервые исследовалось в работе (Lange et al., 1998). В этой работе наблюдался профиль флуоресценции азота при филаментации фемтосекундных импульсов. Исследование данного вопроса с теоретической стороны было проделано в (Гейнц и др., 2012). В этой работе определялись условия не только восстановления филаментации после геометрической перетяжки, но и непрерывного протягивания плазменного канала без рефокусировки за нее. В этих условиях, как было показано в (Гейнц и др., 2012), за счет керровской нелинейности самофокусировка импульсов  $\theta_n$  доминирует над расходимостью пучка после геометрической перетяжки  $\theta = 1/f$ :

$$\theta_n = (\eta - 1)^{1/2} / L_D > \theta \quad 3.11$$

где  $L_D = \pi d_0^2 / 2\lambda$  - длина дифракции.

При условиях фокусировки для Рис.3.17 а условию (3.15) будет удовлетворять пучок при  $\eta > 17$ , т.е. плазменный канал, обозначенный цифрой 2. Для меньшей числовой апертуры лазерного пучка филаментация прекращалась за фокальной перетяжкой даже при довольно большой энергии (Рис.3.17 б). Следует отметить, что критерий преобладания керровской самофокусировки (3.15) для этого эксперимента выполнялся. Однако, из-за существенно большей длины плазменного канала, чем в случае Рис.3.17 а, происходит значительное увеличение потерь энергии импульса на фотоионизацию. Кроме того, из-за нелинейного преобразования пространственного спектра растет угловая расходимость пучка еще до фокальной перетяжки (Гейнц и др., 2008а,б). Поэтому, чтобы компенсировать расходимость пучка и инициировать филаментацию за геометрической перетяжкой импульс должен быть существенно более мощным.

При филаментации УФ импульсов из-за уменьшения длины волны происходит существенное увеличение длины дифракции. Поэтому при таких же размерах пучка и относительной мощности импульса, рефокусировка УФ импульсов за геометрической перетяжкой не происходила (Рис.3.18 в, г): после прохождения перетяжки линейная плотность плазмы спадала практически одинаково для разных энергий в импульсе.

На самом деле, выражение (3.15) можно преобразовать таким образом, что критерий образования филамента за геометрической перетяжкой будет обратно пропорционален поперечному размеру пучка. Т.е. уменьшение диаметра пучка при прочих равных условиях может привести к рефокусировке пучка за перетяжкой. В этом эксперименте применялась ирисовая диафрагма с варьируемым диаметром отверстия. После диафрагмы ИК или УФ излучение фокусировалось сферическим зеркалом с фокусным расстоянием 50 см. Энергия импульса изменялась бинарным дифракционным ослабителем.

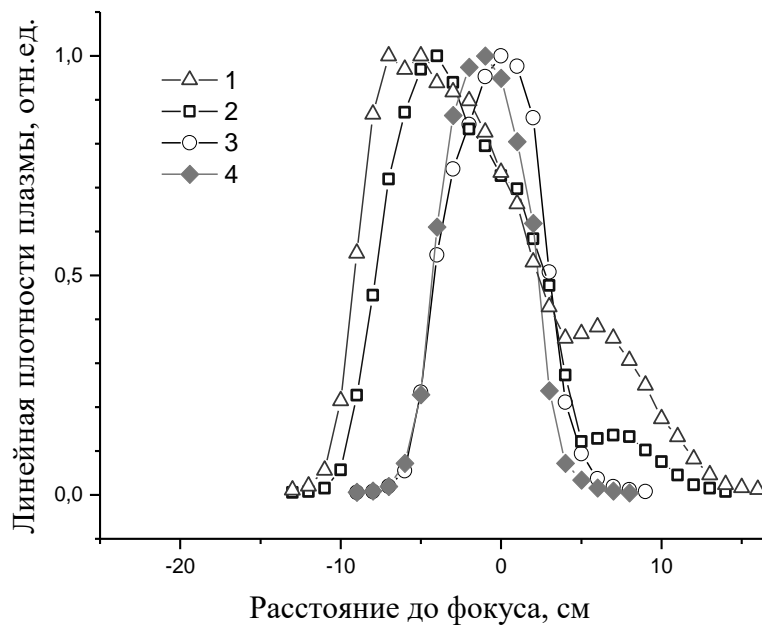


Рис. 3.19. Распределения линейной плотности плазмы, образующейся при филаментации ИК импульсов. Диаметр пучка  $d$  и энергия в импульсе  $E$ : 1 – 2,5 мм, 1,2 мДж; 2 – 3 мм, 1,7 мДж; 3 – 8 мм, 1,7 мДж; 4 – 4,8 мм, 1,2 мДж

На Рис.3.19 и 3.20 показаны измеренные распределения линейной плотности плазмы вдоль оптической оси для ИК и УФ импульсов, соответственно. При определенных условиях в экспериментах наблюдалась рефокусировка ИК и УФ импульсов после фокальной перетяжки. На обоих рисунках рассмотрим плазменные каналы 1 и 4, которые образовывались при филаментации импульсов с близкими энергиями, но с различными начальными поперечными размерами. Плазменные каналы 1 образовывались в том числе и за фокальной перетяжкой. Тогда как для экспериментальных условий, в которых образовывались плазменные

каналы 4, образование плазмы за фокальной перетяжкой не происходило. Для широкого пучка с диаметром 5 мм образование плазмы за перетяжкой регистрировалось только при максимальной в этих экспериментах энергии УФ импульса (240 мкДж, Рис.3.20, кривая 2). Следует отметить, что такая энергия импульса соответствовала мощности более, чем в тридцать раз превосходящей критическую мощность самофокусировки. Снижение энергии импульса менее, чем в два раза даже при уменьшении начального размера пучка приводило к окончанию филамента после фокальной перетяжки (Рис.3.20, кривая 3).

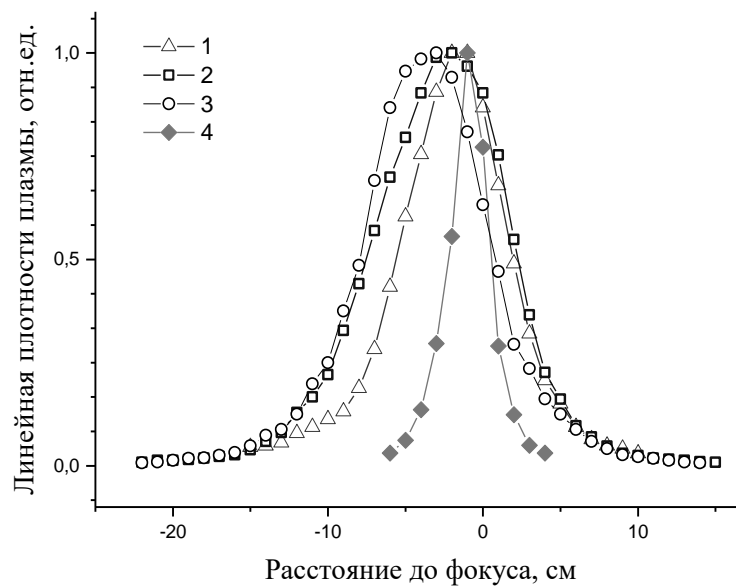


Рис. 3.20. Распределения линейной плотности плазмы, образующейся при филаментации УФ импульсов. Диаметр пучка  $d$  и энергия в импульсе  $E$ : 1 – 1,6 мм, 48 мкДж; 2 – 5 мм, 240 мкДж; 3 – 2,7 мм, 140 мкДж, 4 – 5 мм, 40 мкДж.

Сравнение плазменных каналов (Рис.3.19 и 3.20), полученных при филаментации импульсов на разных длинах волн, показывает отличие поведения самофокусировки и филаментации после фокальной перетяжки. Уменьшение поперечного размера УФ пучка ведет к удлинению плазменного канала за линейный фокус (кривые 1 и 2 на Рис.3.20), тогда как для ИК импульсов после перетяжки наблюдается рефокусировка излучения (кривые 1 и 2 на Рис.3.19), то есть плотность плазмы после перетяжки уменьшается, а затем увеличивается, формируя локальный максимум за геометрической перетяжкой.

Таким образом, простого повышения мощности импульса недостаточно для существования филаментации после геометрической перетяжки, поскольку это приведет к более раннему старту филамента. При этом из-за большей длины филамента нелинейная расходимость пучка, появляющаяся при распространении до геометрической перетяжки, существенно возрастет и не будет компенсирована керровской нелинейностью. Для достижения условия рефокусировки и удлинения плазменного канала за геометрическую перетяжку необходимо, чтобы старт филамента осуществлялся вблизи фокальной перетяжки. При этом необходимо, чтобы после прохождения перетяжки мощность импульса обеспечивала достаточную керровскую нелинейность для преодоления геометрической расходимости пучка. Эти условия выполняются для узкого ( $d \ll f$ ) и мощного ( $\eta \gg 1$ ) пучка излучения.

### **3.4. Филаментация и самосимметризация мощных субтераваттных УФ лазерных импульсов после прохождения перетяжки пучка**

#### **3.4.1. Субтераваттные УФ лазерные импульсы**

Для изучения филаментации и самосимметризации лазерного пучка при множественной филаментации мощных УФ лазерных импульсов третья гармоника титан-сапфировой лазерной системы (длина волны 248 нм) усиливалась в двух широкоапертурных KrF лазерных усилителях с электронно-пучковой накачкой (Zvorykin et al., 2007, Zvorykin et al., 2010) до субтераваттного уровня. Подобная гибридная схема усиления применяется для получения мощных лазерных импульсов в видимом диапазоне спектра (475 нм) – вторая гармоника титансапфирового лазера усиливается в фотодисационном XeF(C-A) усилителе (Alekseev et al., 2017). В наших экспериментах после титан-сапфировой лазерной системы из 10 Гц последовательности лазерных импульсов вырезался одиночный импульс. Внеосевым телескопом апертура пучка увеличивалась, и импульс направлялся в схему усиления. Для входного импульса длительностью 0.1 пс в данных экспериментах выходной импульс оказывается уширенным во времени из-за дисперсии групповых скоростей в окнах усилителей (их общая толщина составляла около 200 мм) и в атмосферном воздухе вдоль протяженной трассы усиления длиной ~50 м. Длительность импульса на выходе усилительного тракта

была оценена с помощью электронно-оптической камеры, предоставленной Н.С.Воробьевым (ИОФ РАН). К сожалению, в этих экспериментах не удалось надежно синхронизовать работу камеры и всего лазерного комплекса. Поэтому была проведена оценка сверху – ввиду недостаточного временного разрешения камеры -длительности неусиленного импульса, но при этом прошедшего через всю оптическую схему. Эти эксперименты показали, что длительность импульса не должна превышать 1 пс.

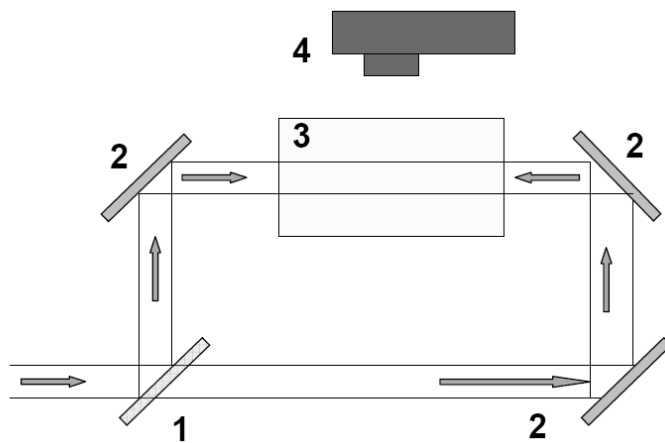


Рис.3.21. Оптическая схема одноимпульсного автокоррелятора на основе кристалла ВаF<sub>2</sub>

1 – полупрозрачное зеркало, 2 – поворотные зеркала, 3 – кристалл ВаF<sub>2</sub>, 4- система регистрации изображения на основе ПЗС матрицы

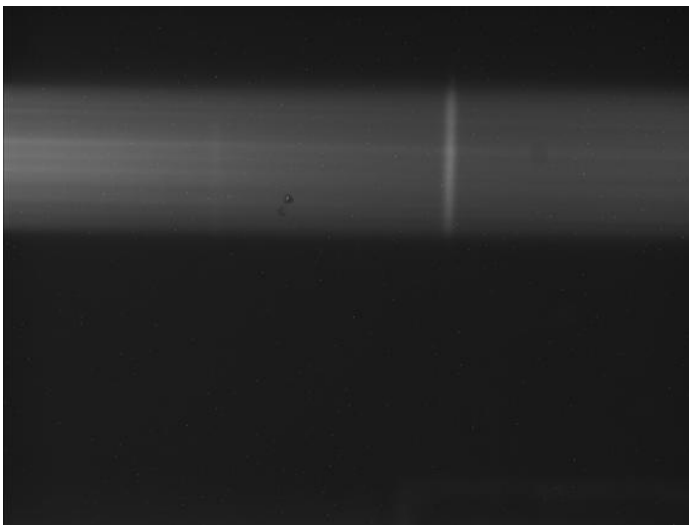


Рис.3.22. Люминесценция кристалла ВаF<sub>2</sub>, возникающая при воздействии усиленного УФ лазерного импульса

Для более точного определения длительности усиленного импульса была собрана схема одноимпульсного автокоррелятора на встречных пучках (см. Рис.3.21), действующего на основе многоквантовой люминесценции кристалла ВаF<sub>2</sub>. При распространении в конденсированной среде в условиях, когда мощность УФ лазерного импульса на 5-6 порядков превышает критическую мощность самофокусировки, происходит множественная филаментация. На Рис.3.22 показана люминесценция кристалла ВаF<sub>2</sub>, возникающая при воздействии усиленного УФ

лазерного импульса. В свечении кристалла отчетливо видны горизонтальные нити, соответствующие свечению плазмы отдельных филаментов. В месте сложения двух импульсов наблюдалось резкое увеличение яркости люминесценции (яркая вертикальная полоса).

После оцифровки полученного изображения и обработки данных были построены корреляционные функции для каждого импульса. Характерный вид такой функции показан на Рис.3.23. Применяя интерполяцию функцией Гаусса и учитывая коэффициент преломления кристалла  $BaF_2$ , длительность импульса в разных экспериментах с учетом погрешности составляла 900-1000 фс.

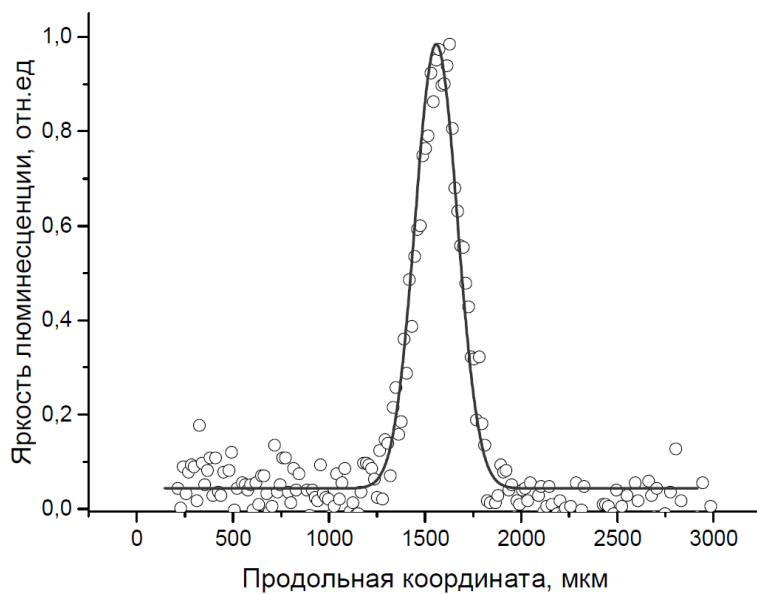


Рис.3.23.  
Автокорреляционная функция усиленного субпикосекундного УФ лазерного импульса

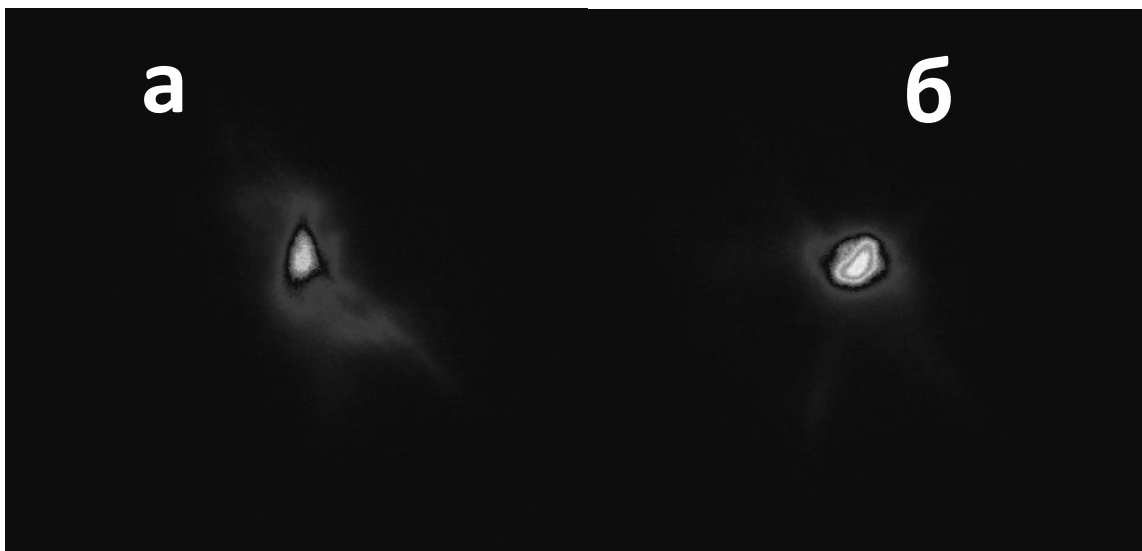


Рис. 3.24. Пространственное распределение излучения в дальней зоне без (а) и с (б) коррекцией волнового фронта. Размер изображения  $0.6 \times 0.6 \text{ мм}^2$



При прохождении ультракоротким лазерным импульсом длинного оптического тракта усиления, содержащего большое количество проходной оптики, неизбежно появляются aberrации волнового фронта. Для уменьшения этих aberrаций была разработана и испытана система коррекции волнового фронта. Эта система состояла из датчика волнового фронта и униморфного деформируемого зеркала с высоким коэффициентом отражения (изготовлено научной группой под руководством доцента МГУ А.В.Ларичева). Датчик создан по схеме Штака-Гартмана, построение изображения осуществлялось на ПЗС матрице с расширенным спектральным диапазоном в УФ область до длин волн 200 нм. Линзовый растр с шагом 30 мкм был изготовлен из плавленного кварца. Деформируемое зеркало изготовлено по униморфной технологии с гексагональным расположением 59 управляемых электродов (более подробное описание см. в Главе 3). В экспериментах ультракороткие импульсы без усиления проходили через оба электронно-пучковых KrF лазерных усилителя и пространственный фильтр. Затем пучок коллимировался и направлялся в систему коррекции волнового фронта. После адаптивного зеркала УФ пучок фокусировался кварцевой линзой с фокусным расстоянием 1 м. На Рис. 3.24 а показано пространственное распределение излучения в дальней зоне, которое было сильно искажено из-за длинного (несколько десятков метров) пути по воздуху и фазовых искажений в проходной оптике. Применение системы коррекции волнового фронта позволило устранить aberrации низших порядков и улучшить распределение излучения в дальней зоне (Рис. 3.24 б).

### 3.4.2. Филаментация и симметризация субтераваттных

#### УФ лазерных импульсов

Критическая мощность самофокусировки квадратично зависит от длины волны и для УФ импульса составляет  $P_{cr} = 3,77\lambda_0^2 / 8\pi n_0 n_2 \approx 0.1$  ГВт, где  $\lambda_0 = 248$  нм,  $n_0 \approx 1$  и  $n_2 = (8-10) \cdot 10^{-19}$  см<sup>2</sup>·Вт<sup>-1</sup> линейный и нелинейный (связанный с эффектом Керра), соответственно, показатели преломления воздуха (Berge L. et al., 2007; Couairon A. and Mysyrowicz A., 2007). Пиковая мощность ультракороткого УФ импульса усиленного в KrF лазерных усилителях составляет ~1 ТВт, что на четыре

порядка превышает критическую мощность самофокусировки. В таких условиях импульс должен распространяться в режиме множественной филаментации.

В экспериментах по исследованию распространения и филаментации в воздухе ультракоротких УФ лазерных импульсов выходное излучение формировалось в слабосходящийся пучок системой из двух отражающих зеркал (фокусирующего и дефокусирующего зеркала). Далее излучение выводилось из помещения с усилителями в коридор длиной около 100 м. Распределение плотности энергии излучения в поперечном сечении пучка регистрировалось с помощью флюоресцирующей пластинки из стекла, изображение которой с помощью объектива проецировалось на ПЗС матрицу. Перемещение этой системы вдоль оптической оси позволяло зафиксировать эволюцию лазерного пучка при его распространении в воздухе.

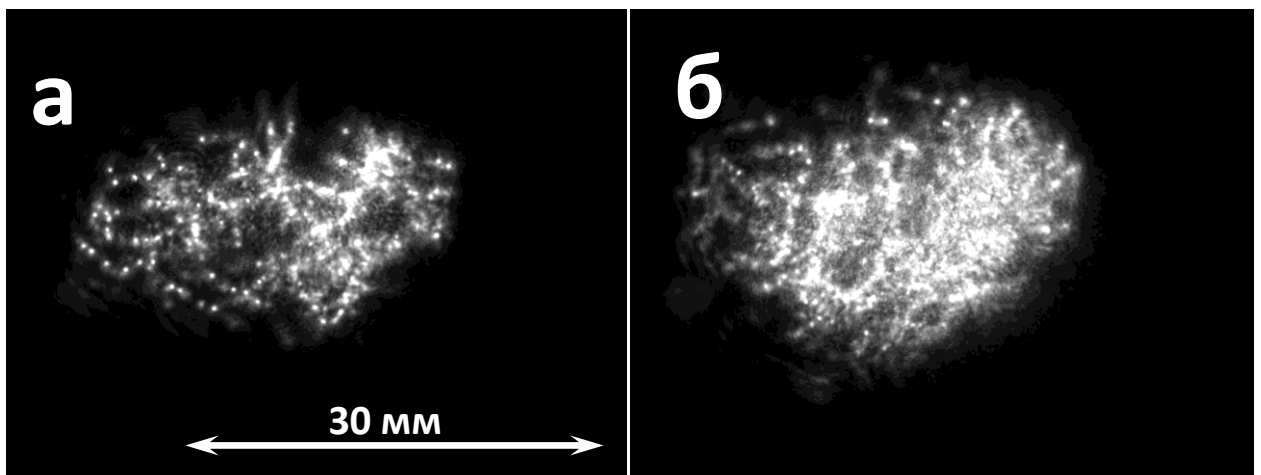


Рис. 3.25. Распределение плотности энергии одиночного усиленного УФ лазерного импульса на расстоянии 22.5 м до перетяжки (60 м) при разных энергиях: (а) – 0.084 Дж ( $\sim 800 P_{cr}$ ), (б) – 0.16 Дж ( $\sim 1600 P_{cr}$ ),

Для изучения особенностей распространения мощных ультракоротких УФ лазерных импульсов до и после области перетяжки, фокусирующая система была настроена таким образом, чтобы расстояние от последнего зеркала до перетяжки составляло 60 м, т.е. геометрический фокус находился в здании. Распределение плотности энергии по поперечному сечению одиночного усиленного импульса, полученное при разных энергиях на расстоянии 22.5 м до перетяжки показано на Рис.3.25. При распространении по трассе длиной 37.5 м (60-22.5) импульса с

существенно надкритической мощностью  $\sim 1600 P_{cr}$  можно говорить о возникновении на таком расстоянии от оконечного усилителя нескольких сотен филаментов (Рис.3.25б).

В области перетяжки распределение плотности энергии одиночного лазерного импульса при энергии 0.2 Дж ( $\sim 2000 P_{cr}$ ) при той же фокусировке (расстояние до перетяжки 60 м) показано на Рис.3.26. Несмотря на существенную неоднородность распределения плотности энергии лазерного пучка в области перетяжки происходит сглаживание всех неоднородностей (симметризация) распределения плотности энергии.

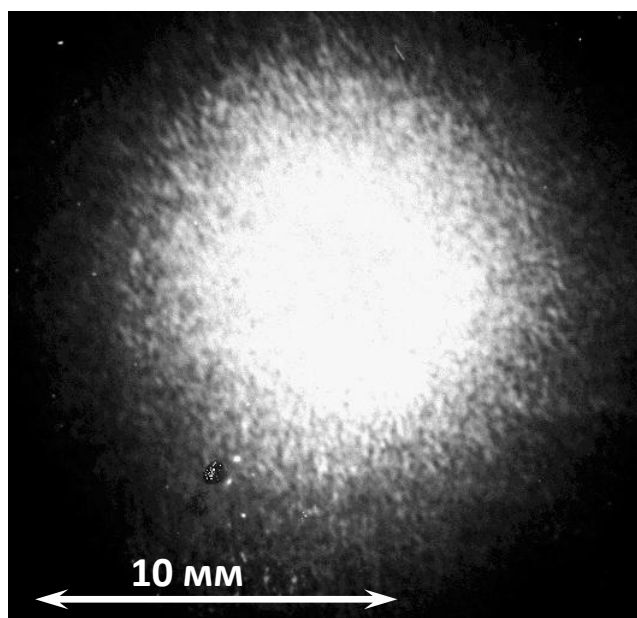


Рис. 3.26. Распределение интенсивности одиночного усиленного УФ лазерного импульса в области перетяжки (60 м) при энергии 0.2 Дж ( $\sim 2000 P_{cr}$ ).

После прохождения перетяжки симметризация плотности энергии по поперечному сечению лазерного пучка сохраняется при различных энергиях импульса (Рис.3.27а,б). Однако при пиковой мощности УФ лазерного импульса  $200 P_{cr}$  и менее симметризация не происходит (Рис.3.27в). Следует отметить, что для ИК импульсов подобная симметризация прекращается при пиковой мощности менее  $150 P_{cr}$  (Milian et al., 2015).

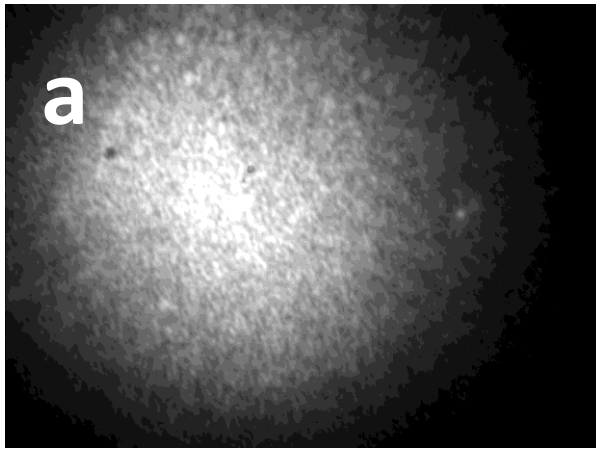
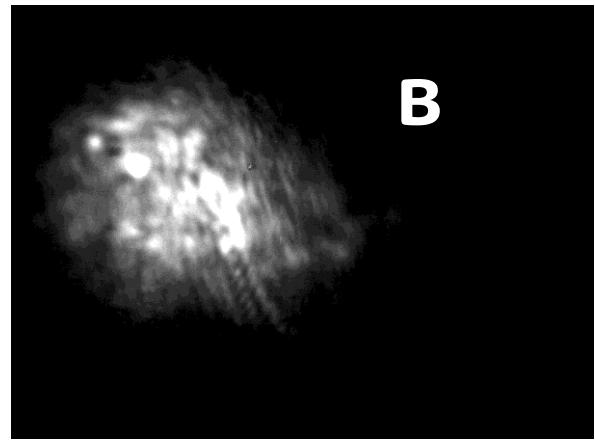
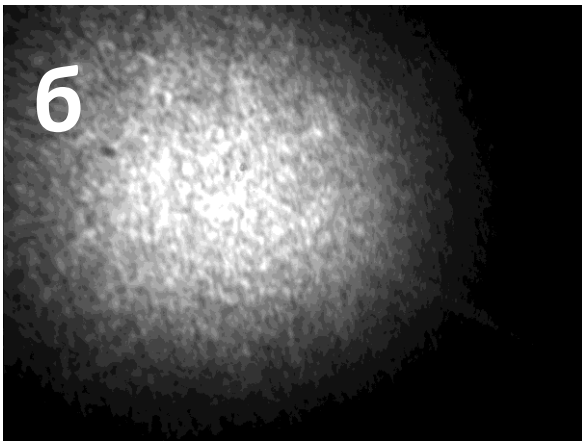


Рис.3.27. Распределение интенсивности одиночного усиленного УФ лазерного импульса на расстоянии 37.5 м за перетяжкой (60 м) при разных энергиях: (а) - 0.12 Дж ( $\sim 1200 P_{cr}$ ), (б) - 0.09 Дж ( $\sim 900 P_{cr}$ ), (в) - 0.02 Дж ( $\sim 200 P_{cr}$ )



Следует отметить, что симметризация распределения плотности энергии по поперечному сечению, которая наблюдалась вблизи и после фокуса, связана именно с множественной филаментацией. На Рис.3.28 показано распределение плотности энергии усиленного (мощность импульса  $P \sim 2000 P_{cr}$ ) УФ лазерного импульса до и после пространственного фильтра. Пространственный фильтр представлял собой протяженную вакуумируемую (остаточное давление  $\sim 10^{-2} - 10^{-1}$  Торр) камеру. Перетяжка сходящегося лазерного пучка находилась в середине камеры, где размещалась диафрагма (пин-хол). Поскольку нелинейный коэффициент преломления прямо пропорционален количеству поляризуемых частиц (давлению), то критическая мощность самофокусировки в пространственном фильтре была на 4-5 порядков выше, чем при нормальных условиях, т.е. больше мощности усиленного УФ импульса. Таким образом, в перетяжке пучка филаментация не происходила. Следует отметить, что после прохождения перетяжки лазерный импульс распространялся при отсутствии турбулентностей воздуха (в вакуумируемый пространственный фильтр). В этих

условиях после пространственного фильтра, несмотря на устранение мелкомасштабных неоднородностей и усиленного спонтанного излучения (яркое пятно на Рис.3.28а), симметризация распределения плотности энергии в лазерном пучке не происходила (Рис.3.28б).

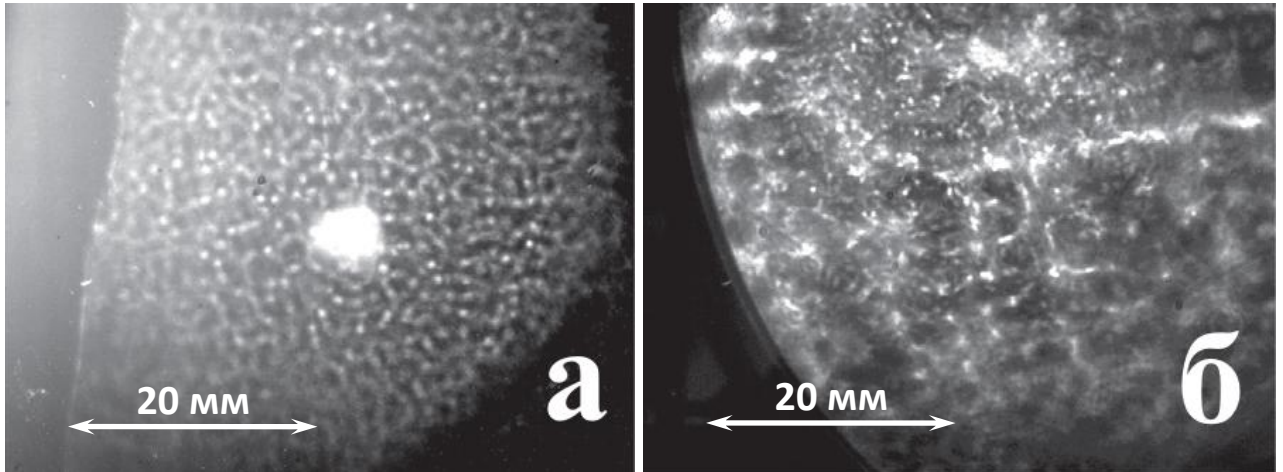


Рис.3.28. Распределение плотности энергии одиночного усиленного УФ лазерного импульса до (а) и после (б) пространственного фильтра. Мощность импульса  $P \sim 2000 P_{cr}$

Следует отметить, что позднее в работе (Milian et al., 2015) было проведено подробное исследование подобной симметризации для ИК импульсов с существенно надкритической мощностью (более  $150 P_{cr}$ ). В этой работе рассматривалось распространение сходящегося лазерного пучка в условиях множественной филаментации. При значительном превышении мощности лазерного импульса над критической мощностью самофокусировки ( $P > 150 P_{cr}$ ) авторы этой работы наблюдали симметризацию сходящегося лазерного пучка после прохождения им области геометрической перетяжки даже при значительных начальных искажениях поперечного профиля пучка как в экспериментах, так и в численном моделировании (Рис.3.29). В результате анализа численно полученных данных, авторы делают вывод, что такая симметризация является следствием индуцированного эффектом Керра перераспределении волновых векторов, т.е. в области перетяжки происходит зануление перпендикулярных оптической оси компонент волновых векторов. В результате, после прохождения геометрического фокуса пучок «забывает» о начальных искажениях в поперечном сечении и

происходит его симметризация. Следует отметить, что эта работа (Milian C., et al, 2015) была опубликована через два года после опубликования подобных результатов по симметризации пучка (Zvorykin V.D., et al., 2013), которые описаны в данном параграфе.

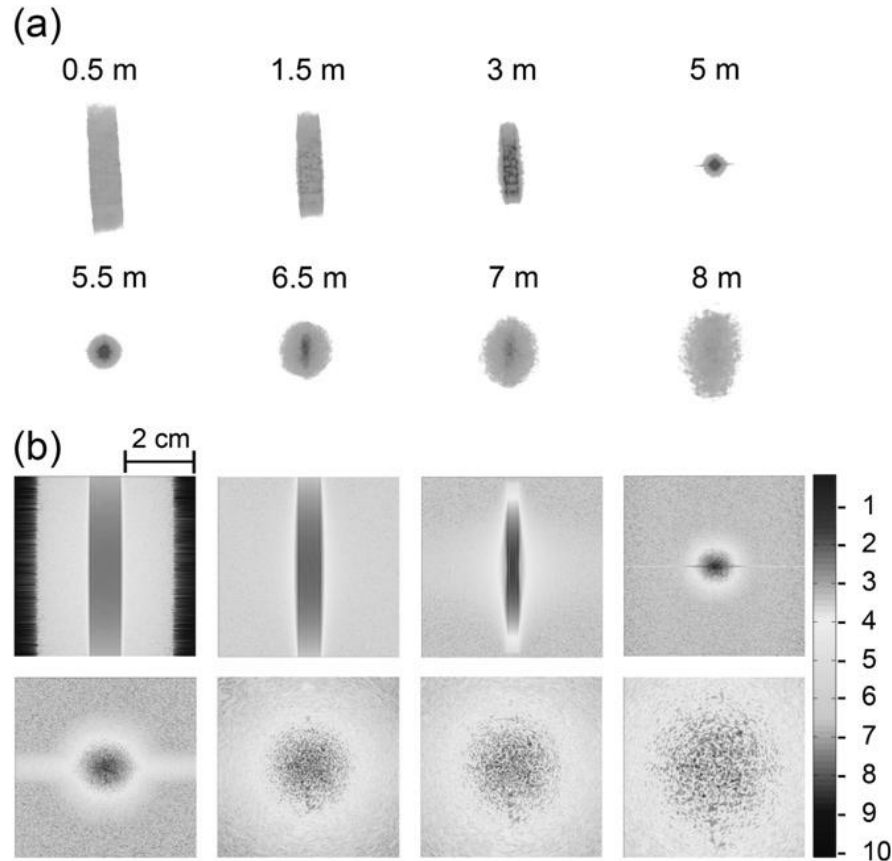


Рис.3.29. Изменение поперечного распределения плотности энергии лазерного пучка вдоль распространения после искажений, внесенных с помощью щелевой маски (ширина щели 1 см). (а) Эксперимент, (б) расчет.

Длительность импульса 100 фс, энергия 100 мДж,  $P / P_{cr} \approx 210$  (после маски). Положение геометрического фокуса 5 м. Данные из работы (Milian C., et al, 2015)

Таким образом, было рассмотрено распространение существенно сверхкритических (вплоть до  $P/P_{cr} \sim 2000$ ) сходящихся УФ лазерных пучков суб-тераваттного уровня мощности. Впервые показано, что после прохождения геометрической перетяжки в режиме множественной филаментации (мощность импульса составляет более 200 критических мощностей самофокусировки) происходит симметризация распределения энергии по поперечному сечению.

### 3.5. Генерация третьей гармоники и уширение спектра при филаментации сходящегося пучка

При филаментации мощных лазерных импульсов помимо фотоионизации среды происходят такие нелинейные процессы, как уширение спектра, коническая эмиссия, генерация третьей гармоники, что и рассматривается в данном разделе.

Эксперименты по изучению спектральных характеристик третьей гармоники и суперконтинуума проводились при помощи оптической схемы, показанной на Рис.3.29 а. Лазерный пучок с центральной длиной волны 740 нм фокусировался с числовыми апертурами  $NA = 0.08$  и  $0.03$ . На расстоянии около 20 см после перетяжки пучка располагался спектрометр (Avesta Ltd). Энергия варьировалась с помощью бинарного дифракционного ослабителя. В некоторых экспериментах перед спектрометром помещался оптический фильтр, уменьшающий энергию основной частоты

Следует отметить, что энергия основной частоты почти на два порядка превышает энергию генерируемой при филаментации третьей гармоники. Поэтому даже незначительная засветка приемной площадки измерителя энергии импульсом основной частоты может вести к значительному искажению экспериментальных результатов. Поэтому в экспериментах по измерению энергии третьей гармоники особое внимание было уделено оптической схеме, показанной на Рис.3.29 б, и калибровке измерителей. Излучение основной частоты фокусировалось оптическим элементом (линзой или сферическим зеркалом), фокусное расстояние которого в разных экспериментальных сериях изменялось от 7 см до 100 см, что соответствовало числовым апертурам пучка от  $NA = 0.057$  до  $0.004$ . После прохождения фокуса пучок излучения, который помимо основной частоты содержал еще третью гармонику и коническую эмиссию, коллимировался сферическим зеркалом с фокусным расстоянием 250 мм. Это зеркало имело максимум отражения на длине волны третьей гармоники 248 нм и минимальный коэффициент отражения в видимой области спектра и ближней ИК. Коллимированное излучение после отражения от двух поворотных зеркал с аналогичным отражающим покрытием (на Рис.3.29 б изображено одно зеркало), направлялось на дифракционную решетку с 1200 штр/мм. После дифракционной

решетки отраженное в первый порядок дифракции излучение третьей гармоники направлялась на фотоприемник ФЭК.

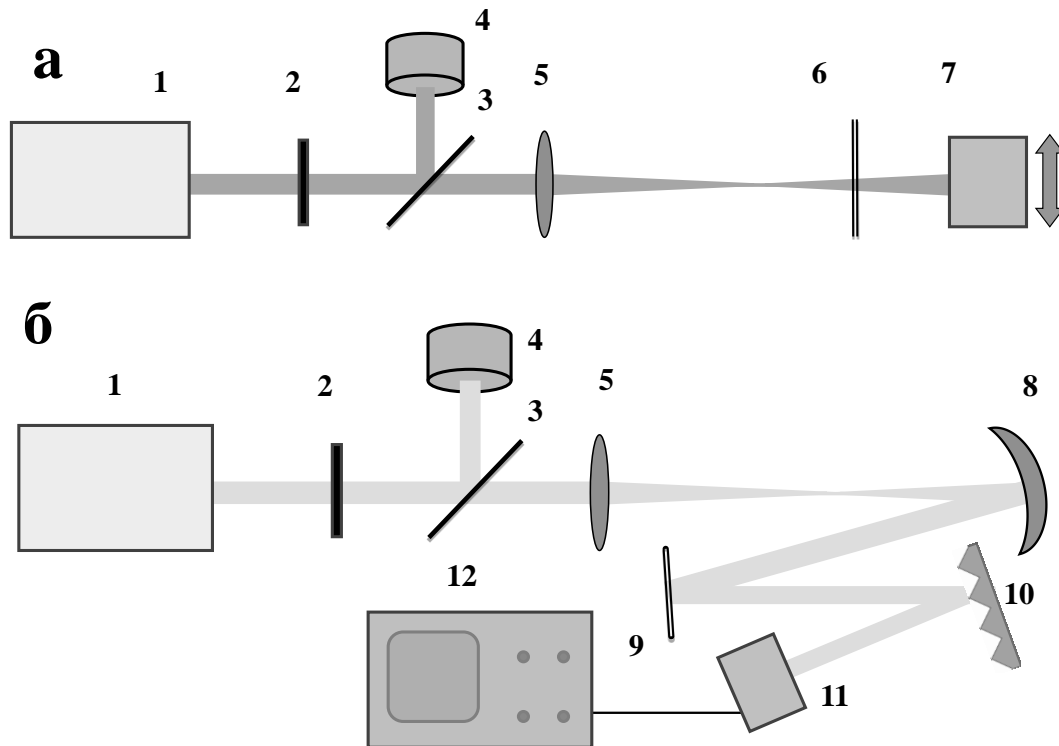


Рис. 3.30. Схема экспериментов по измерению спектра суперконтинуума и третьей гармоники (а) и для измерения энергии третьей гармоники (б): 1 – титан-сапфировая лазерная система, 2 – бинарный ослабитель, 3 – делитель пучка, 4 – калориметр, 5 – фокусирующая линза, 6 – фильтр основной частоты, 7 – спектрометр, 8 – коллимирующее зеркало, 9 – поворотное зеркало, 10 – дифракционная решетка, 11 – фотоприемник ФЭК, 12 – осциллограф

Применение нескольких зеркал с малым коэффициентом отражения в видимом и ближнем ИК диапазоне позволило существенно снизить фоновую засветку измерителя энергии (рассеяние излучения от поверхности дифракционной решетки) основной частотой и конической эмиссии. Поскольку энергия третьей гармоники в этих экспериментах была ниже порога измерения калориметра, измерения проводились при помощи фотоприемника ФЭК, сигнал с которого направлялся на осциллограф. Для измерения энергии в абсолютных единицах была проведена калибровка фотоприемника. Для этого лазерные импульсы основной частоты преобразовывались в третью гармонику с помощью нелинейных



кристаллов (см. Главу 2). Энергия этих УФ импульсов измерялась с помощью калориметра. Далее импульсы направлялись в оптическую схему (Рис.3.29б) для измерения энергии третьей гармоники, образующейся при филаментации (зеркала 8, 9, дифракционная решетка 10). Затем энергия импульсов ослаблялась с помощью калиброванных дифракционных ослабителей до такого уровня, чтобы регистрируемый фотоприемником сигнал соответствовал уровню сигналов, получаемых от УФ импульсов, генерируемых при филаментации. Таким образом, учитывая калибровочную характеристику ослабителей, находилось однозначное соответствие между уровнем сигнала, регистрируемого на выходе оптической схемы, энергии УФ импульсов на входе. Следует отметить, что такая калибровка полностью учитывала все потери на поглощение и рассеяние энергии импульса в оптической схеме, а также нелинейность отклика фотоприемника.

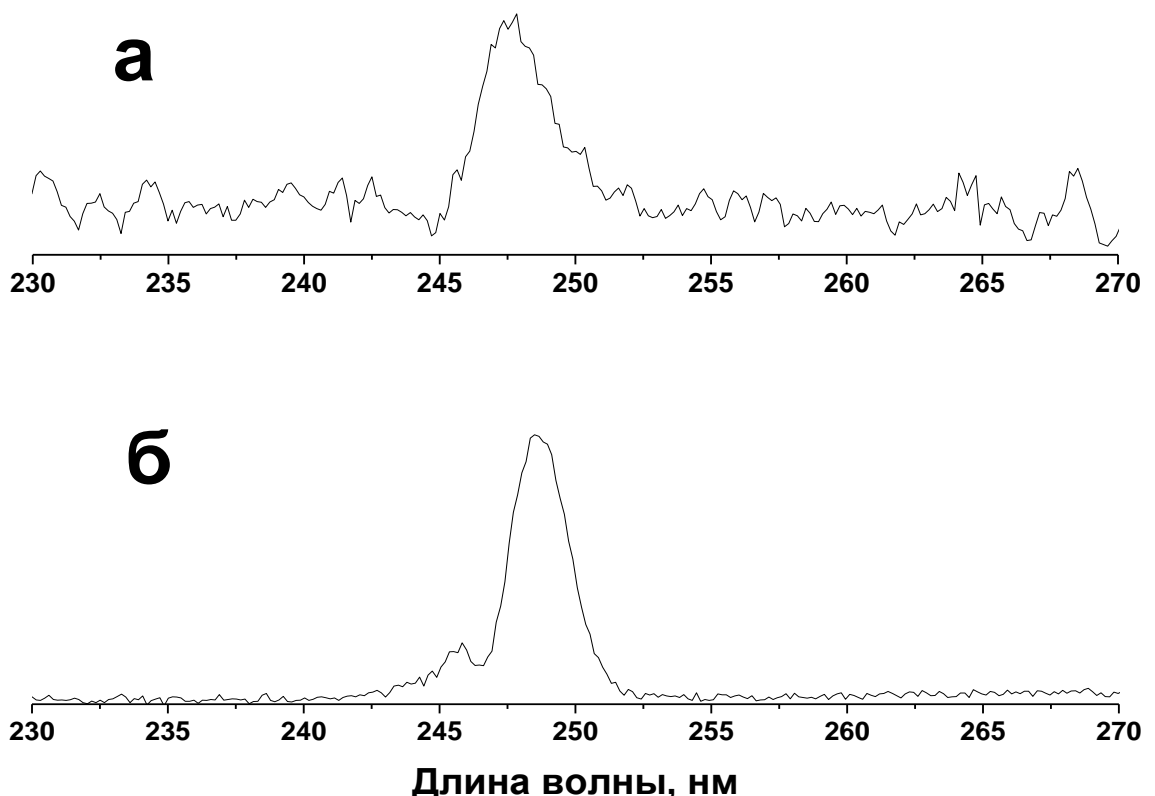


Рис. 3.31. Спектр третьей гармоники, генерируемой при филаментации жесткофокусированных лазерных импульсов. Мощность импульса на основной частоте 68 ГВт (а) и 1 ГВт (б)

В эксперименте в зависимости от энергии лазерного импульса основной частоты исследовался интегральный по сечению спектр генерируемого при филаментации излучения третьей гармоники. Числовая апертура лазерного пучка в этом эксперименте составляла  $NA = 0.2$ . После перетяжки пучка излучение собиралось и фокусировалось другой кварцевой линзой на щель спектрографа. На Рис.3.30 показаны спектральные характеристики генерируемой третьей гармоники.

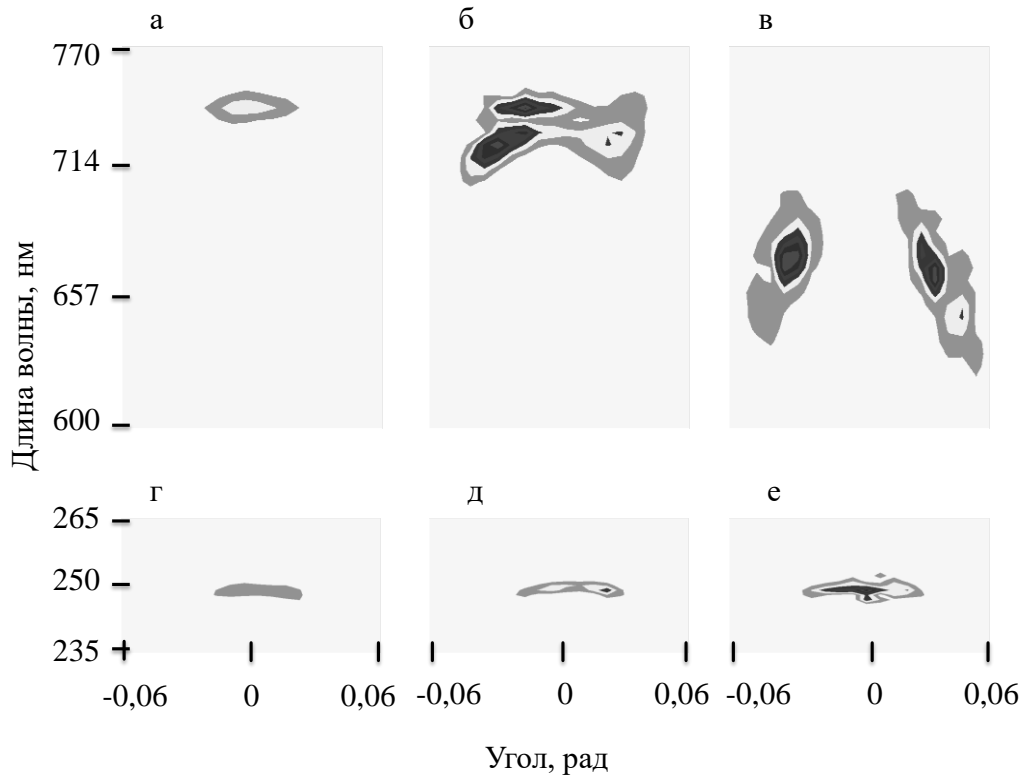


Рис. 3.32. Спектрально-угловые распределения конической эмиссии (а-в) и третьей гармоники (г-д) для различной мощности импульса основной частоты: а, г – 0.4 ГВт, б, д – 4.5 ГВт, в, е – 23 ГВт. Изображение (в) получено с фильтром для основной частоты для предотвращения повреждения матрицы спектрометра, яркость изображения (г) увеличена в 20 раз,.

Интересно отметить, что в этих экспериментах генерация третьей гармоники наблюдалась даже при отсутствии филаментации (Рис.3.30а), т.е. когда мощность импульса основной частоты была докритической (1 ГВт). Спектр третьей гармоники не имел каких-либо особенностей, его ширина составляла около 2 нм (FWHM). Существенное увеличение мощности лазерных импульсов основной

частоты до 68 ГВт (более 20 критических мощностей самофокусировки) не приводило к значительному изменению спектра третьей гармоники, генерируемой при филаментации (Рис.3.30б).

Спектрально-угловые спектры конической эмиссии, основного излучения и третьей гармоники изучались в другом эксперименте. Для этого спектрометр помещался за фокальной областью на ручную подвижку. С помощью перемещения спектрометра в перпендикулярно оптической оси были получены спектры излучения для разных углов распространения. Шаг перемещения спектрометра в этих экспериментах составлял 1 мм. Экспериментально полученные угловые спектры конической эмиссии и третьей гармоники показаны на Рис.3.31 для различной мощности сходящихся лазерных пучков. Амплитуда спектров показана разным цветом: ноль - желтый, максимум амплитуды – розовый.

Генерация третьей гармоники, как и в предшествующих экспериментах (Рис.3.30, 1 ГВт), наблюдалась при мощностях импульса почти на порядок меньших, чем критическая мощность самофокусировки (Рис.3.31 г). Превышение мощности лазерного импульса над критической мощностью приводило к возникновению более плотной плазмы и филаментации, что выражалось в рефракции основного излучения, появлении конической эмиссии (уширение спектра в коротковолновую область) и некотором искажении в распределении поля третьей гармоники (Рис.3.31 д, е). Угол распространения третьей гармоники не зависел от мощности лазерного импульса и составлял около 30 мрад, что соответствует числовой апертуре ( $NA = 0.03$ ) лазерного пучка. В этих экспериментах при мощностях импульса выше критической коническая эмиссия распространяется в значительно больший угол вплоть до 100 мрад (Рис.3.31 б, в).

На Рис.3.32 для иллюстрации показаны поперечные распределения излучения лазерного импульса и конической эмиссии на экране, расположенном за геометрическим фокусом линзы перпендикулярно оптической оси. Эти поперечные распределения были получены для различной мощности лазерного импульса: 10, 30 и 60 ГВт. В условиях филаментации сильносходящихся пучков вблизи оптической оси содержится лишь незначительная часть (по энергии) излучения основной частоты и конической эмиссии (Рис.3.32, см., также раздел 3.2.3), что, по-

видимому, обусловлено значительной рефракцией лазерного излучения на образующейся в процессе филаментации плазме. Следует отметить, что распространение третьей гармоники происходит именно вблизи оси, т.е. в этом относительно «темном» пространстве. При этом в отличие от филаментации коллимированных импульсов, где вблизи оси наблюдается генерация суперконтинуума, исследованного во многих работах (см., например (Alfano et al., 2006)), при филаментации сходящегося пучка генерации суперконтинуума не происходит.

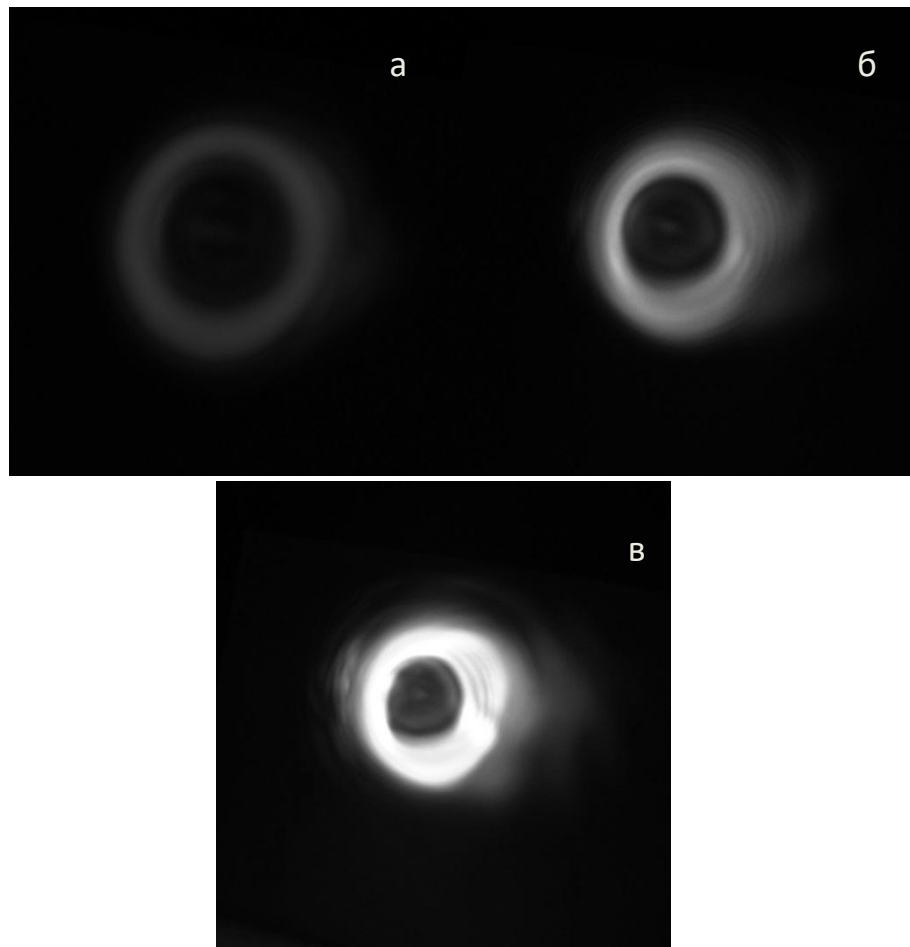


Рис. 3.33. Пространственное распределение излучения лазерного импульса и конической эмиссии. Числовая апертура пучка 0.01. Мощность импульса: а) 10 ГВт, б) 30 ГВт, в) 60 ГВт.

Отдельно были проведены эксперименты по изучению энергетической эффективности преобразования импульсов основной частоты в третью гармонику. Зависимости энергии излучения третьей гармоники от мощности импульса основной частоты, полученные при различных числовых апертурах пучка,

показаны на Рис.3.33. Увеличение мощности лазерного импульса основной частоты, также как и в более ранних работах (см., к примеру, (Thebrge et al., 2005)) приводит к росту энергии излучения третьей гармоники, плавно переходя в насыщение. В этих экспериментах наибольшая энергия излучения третьей гармоники достигала 2.7 мкДж. При относительно слабосходящихся пучках (числовая апертура пучка менее 0.01), генерация третьей гармоники происходила только после образования филамента, т.е. при мощности импульса превосходящей критическую мощность самофокусировки (кривые 5, 6 на Рис.3.33). В случае больших числовых апертур генерация третьей гармоники начиналась уже при мощности импульсов основной частоты в разы меньшей, чем критическая (кривые 1 – 4 на Рис.3.33, см. также Рис.3.31 (г)).

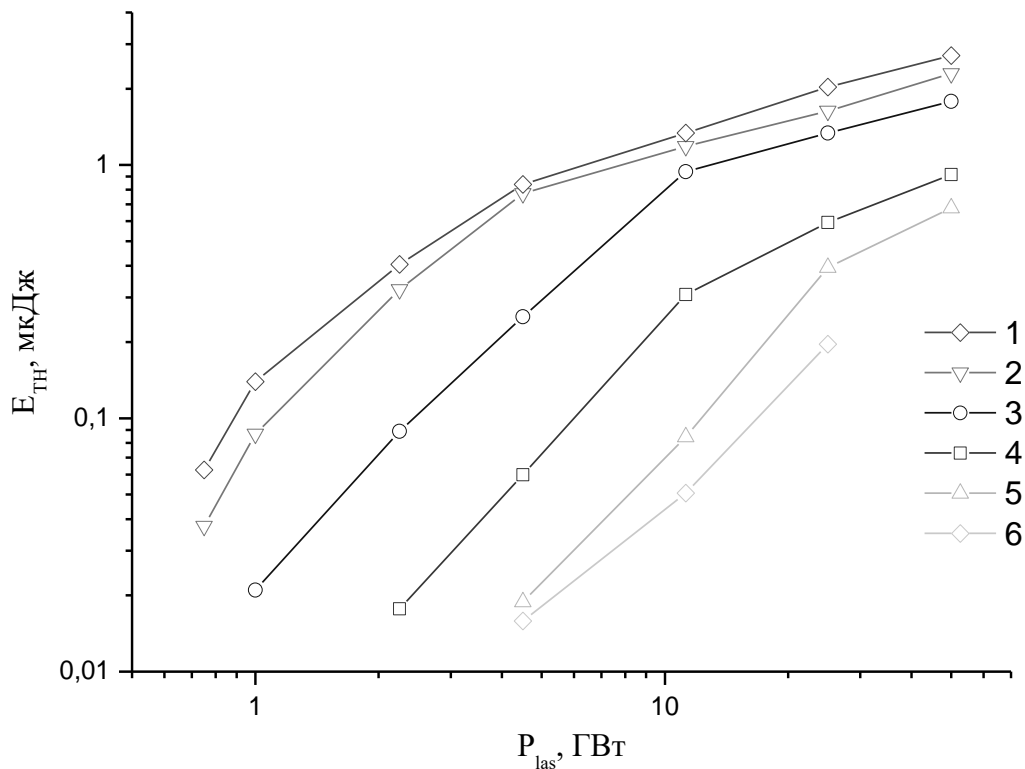


Рис. 3.34. Выходная энергия третьей гармоники для различной числовой апертуры пучка  $NA$ : 1 – 0.06, 2 – 0.03, 3 – 0.016, 4 – 0.01, 5 – 0.008, 6 – 0.004

На Рис.3.34 показаны экспериментальные данные, полученные в том же эксперименте для различных мощностей импульса основной частоты, в виде зависимости энергии третьей гармоники  $E_{TH}$  от числовой апертуры  $NA$ . Рост

числовой апертуры лазерного пучка приводил к увеличению энергии излучения третьей гармоники с плавным переходом в режим насыщения. В этих экспериментах увеличение мощности лазерного импульса основной частоты приводило к переходу в режим насыщения при меньших значениях числовой апертуры пучка (кривые 1-4 на Рис.3.34). При мощностях лазерного импульса менее критической (кривые 5 - 7 на Рис.3.34) переход в режим насыщения был менее выражен (вплоть до максимальной в этих экспериментах числовой апертуры 0.06).

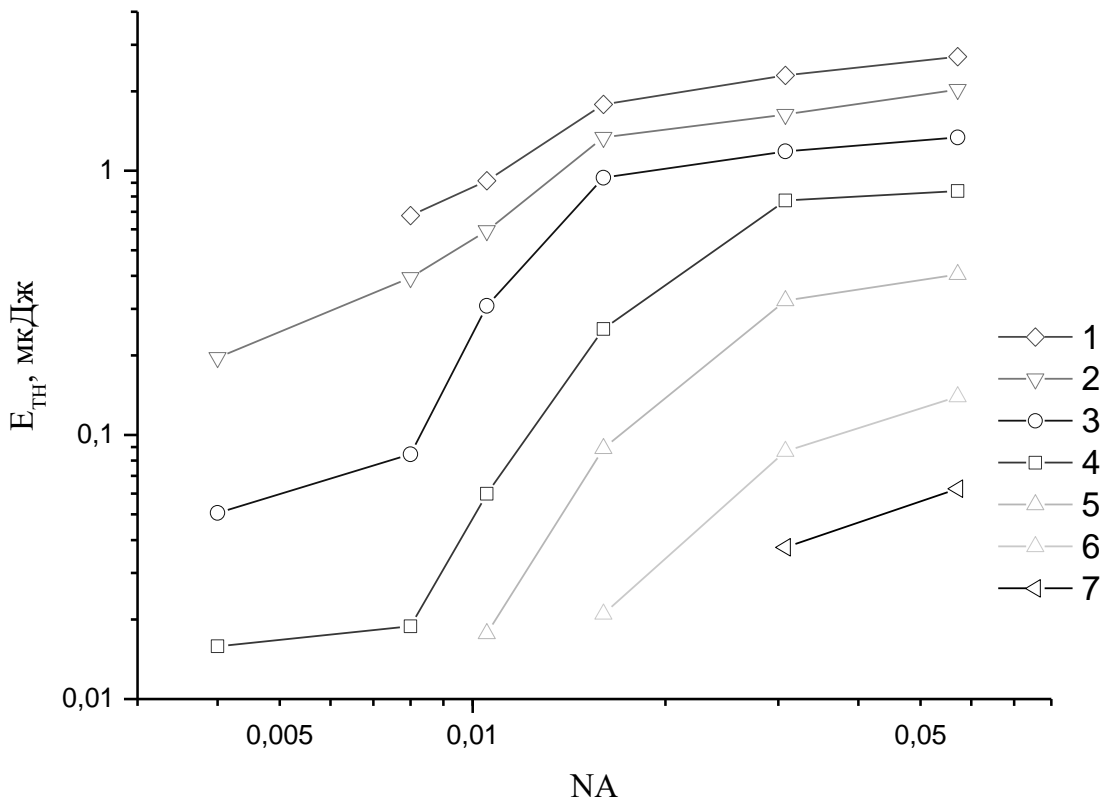


Рис. 3.35. Зависимости энергии излучения третьей гармоники от числовой апертуры пучка для различной мощности импульса основной частоты: 1 - 50 ГВт, 2 - 25 ГВт, 3 - 11 ГВт, 4 - 4.5 ГВт, 5 - 2.2 ГВт, 6 - 1 ГВт, 7 - 0.8 ГВт

На Рис.3.35 показаны зависимости энергетического коэффициента преобразования излучения основной частоты в третью гармонику от мощности лазерного импульса для различных числовых апертур пучка. С увеличением мощности лазерного импульса эффективность возрастает до некоторого

максимального значения, после чего начинается уменьшение эффективности генерации третьей гармоники. Амплитуда и положение максимума зависит от мощности основного излучения и числовой апертуры: при большем значении числовой апертуры значение максимума эффективности возрастает и происходит это при меньшей мощности лазерного импульса. Максимальный энергетический коэффициент преобразования основной частоты в третью гармонику в этих экспериментах достигал 0.155 %.

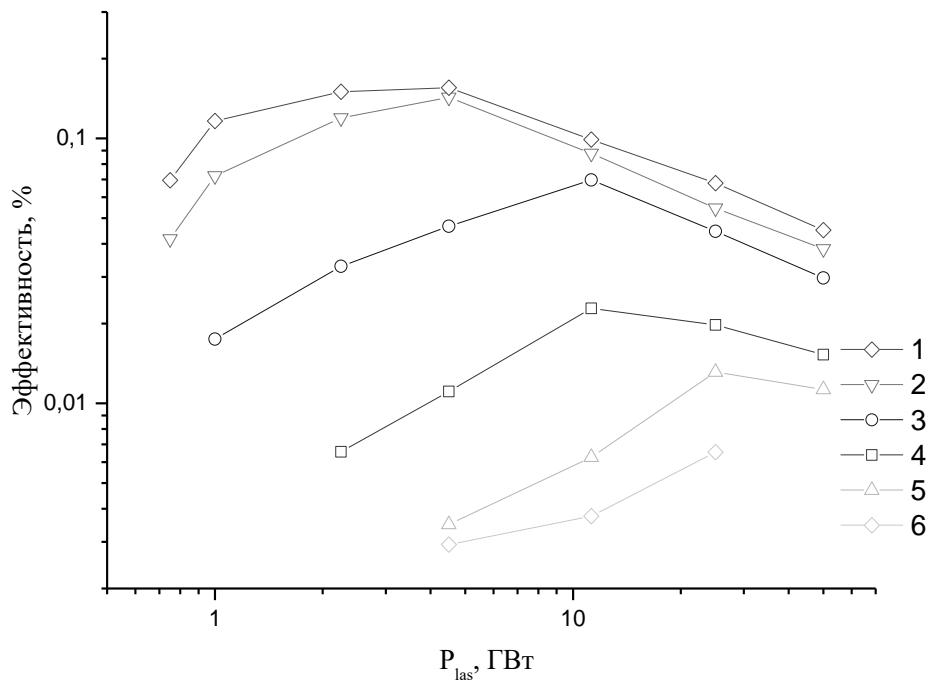


Рис. 3.36. Зависимости от мощности импульса энергетической эффективности преобразования излучения основной частоты в третью гармонику для различных числовых апертур пучка: 1 - 0.06, 2 - 0.03, 3 - 0.016, 4 - 0.01, 5 - 0.008, 6 - 0.004.

Таким образом, в разделе приведены экспериментальные результаты исследования преобразования спектра фемтосекундного лазерного импульса (генерация конической эмиссии и третьей гармоники) при его взаимодействии с воздухом с воздухом. Продемонстрировано, что третья гармоника распространяется в существенно меньшем угле, чем коническая эмиссия, при этом этот угол соответствует числовой апертуре лазерного пучка после фокусировки. Показано, что для сильносходящихся пучков, в углах соответствующих углам

распространения третьей гармоники содержится лишь малая часть энергии излучения основной частоты и конической эмиссии. Энергетическая эффективность генерации третьей гармоники имеет некоторое оптимальное по мощности основной частоты значение, которое зависит от числовой апертуры пучка. Максимальная в этих экспериментах энергетическая эффективность преобразования основной частоты в третью гармонику была получена при числовой апертуре 0.06, мощности основной частоты 4.5 ГВт и достигала  $1.55 \cdot 10^{-3}$ .

### **Выводы по главе**

Проведено экспериментальное исследование распространения и филаментации в воздухе мощных фемтосекундных ИК и УФ сходящихся лазерных пучков, которые обычно применяют для лазерной обработки.

Экспериментально измерена интенсивность излучения при филаментации УФ и ИК сходящихся лазерных пучков с различной числовой апертурой. Продемонстрировано, что рост числовой апертуры приводит к увеличению интенсивности в филаменте. Отмечено, при числовой апертуре превышающей 0.02 интенсивность ИК лазерного излучения в филаменте насыщается. В проведенных экспериментах интенсивность УФ лазерных импульсов достигала  $1.5 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> при числовой апертуре  $NA = 0.06$ , а максимальная достигнутая в экспериментах интенсивность ИК импульсов составляла  $1.4 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> при  $NA = 0.02$ .

Исследовано влияние числовой апертуры на геометрические размеры и электронную плотность плазменных каналов. Показано, что коллимированные или слабо сходящиеся ИК пучки образуют при филаментации плазменный канал с радиусом от 40 до 60 мкм. Рост числовой апертуры лазерного пучка приводит к уменьшению геометрических размеров плазменного образования канала. Так при числовой апертуре  $NA$  более 0.03 радиус плазменного канала составляет 2 - 4 мкм. Дальнейшее увеличение числовой апертуры не приводит к изменению радиуса плазменного образования. Длина плазменного канала также уменьшается при росте числовой апертуры: при  $NA = 0.09$  эта длина составляла сотни микрон. Также в экспериментах наблюдалось увеличение электронной плотности плазменного канала вплоть до  $3 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup> при возрастании числовой апертуры. Температура плазмы в канале, который образовывался при филаментации сфокусированных ИК



импульсов, достигала 7000 К. Представленные экспериментальные результаты хорошо согласуются с результатами численных расчетов, проведенных нашими коллегами.

В экспериментах с сильносходящимися в воздухе пучками множественная филаментация (наличие нескольких плазменных каналов) наблюдалась уже при двух- трех кратном превышении мощности лазерного импульса над критической мощностью самофокусировки. Таким образом, порог возникновения множественной филаментации для таких пучков в несколько раз ниже, чем для коллимированных (десятикратное превышение мощности самофокусировки). Необходимо отметить, что в экспериментах уменьшение числовой апертуры менее 0.01 вело к образованию одиночного филамента даже при многократном (более 10 раз) превышении мощности лазерного импульса над критической мощностью самофокусировки.

Проведен сравнительный анализ параметров плазменных каналов, образованных при филаментации ИК и УФ лазерных импульсов. Экспериментально была исследована возможность прохождения филаментов за перетяжку. В этих экспериментах филаментация ИК импульсов приводит к рефокусировке излучения за перетяжкой, тогда как плазменный канал, созданный УФ импульсом, плавно протягивается за перетяжку.

Экспериментально было исследовано распространение существенно сверхкритических (вплоть до  $P/P_{cr} \sim 2000$ ) ультрафиолетовых сходящихся пучков. Продемонстрировано, что после прохождения перетяжки в режиме множественной филаментации (мощность импульса составляет более 200 критических мощностей самофокусировки) происходит симметризация распределения плотности энергии по поперечному сечению пучка.

Проведено исследование генерации конической эмиссии и третьей гармоники при филаментации сходящихся лазерных пучков в воздухе. Показано, что в сильносходящихся пучках генерация третьей гармоники происходит при мощностях импульса в несколько раз меньших, чем критическая мощность самофокусировки, т.е. при отсутствии филаментации. Продемонстрировано, что угол, в который распространяется коническая эмиссия существенно больше угла распространения третьей гармоники. Отмечено, что угол распространения третьей

гармоники соответствует числовой апертуре сходящегося пучка, при этом угол распространения конической эмиссии всегда превышал это значение. Кроме того в этом угле наблюдалась лишь незначительная часть излучения основной частоты. Отмечено, что в отличие от коллимированного излучения на оси излучения не наблюдалась генерация суперконтинуума. Увеличение мощности основного излучения и числовой апертуры приводило к росту энергии генерируемой третьей гармоники. Наибольшая энергетическая эффективность преобразования основной частоты в третью гармонику составляла  $1.55 \cdot 10^{-3}$  при числовой апертуре 0.06 и мощности излучения основной частоты 4.5 ГВт.

## **Глава 4. Филаментация сходящихся лазерных пучков при амплитудной или фазовой модуляции поперечного профиля**

В главе рассматривается влияние амплитудных или фазовых искажений пучка, которые могут вноситься оптическими элементами, доставляющими сходящийся лазерный пучок до объекта обработки, на самофокусировку и филаментацию.

### **4.1. Филаментация при начальной амплитудной модуляции поперечного профиля пучка**

С помощью пространственной модуляции поперечного профиля лазерного пучка можно получить крупные по сравнению с размером пучка неоднородности или разделить исходный пучок на отдельные сегменты. В этом случае возможно либо формирование упорядоченных связок филаментов, либо получение плазменных каналов с хаотичным распределением (Roskey et al., 2007). Имея исходный пучок гауссова профиля, можно получить пучки различного распределения с помощью наложения жесткой диафрагмы (с резкими краями). Жесткое диафрагмирование из-за наличия в поперечном сечении резких градиентов интенсивности приводит к дифракции распространяющегося пучка. При этом образующиеся дополнительные максимумы могут привести к самофокусировке и к старту филаментации на расстоянии более близком, чем при отсутствии диафрагмы. В этом разделе приведены результаты исследования процессов самофокусировки и филаментации сходящихся лазерных пучков с различным профилированием (диафрагмированием). Численное моделирование было выполнено проф. Ю.Э. Гейнцем и проф. А.А. Земляновым.

Экспериментальное исследование самофокусировки и филаментации профилированных пучков было выполнено с использованием излучения титан-сапфировой лазерной системы. Центральная длина волны в этих экспериментах составляла 744 нм. Схема экспериментов показана на Рис.4.1. Лазерный пучок после выхода из лазерной системы 1 диафрагмировался одной из пространственных масок 2, поперечный профиль которых показанных на Рис.4.2, и затем фокусировался тонкой линзой 3 в воздухе. В экспериментах применялись

маски в форме круга, треугольника и четырех кругов (сегментированная диафрагма). При диафрагмировании пучка центр симметрии диафрагмы помещался на оптической оси.

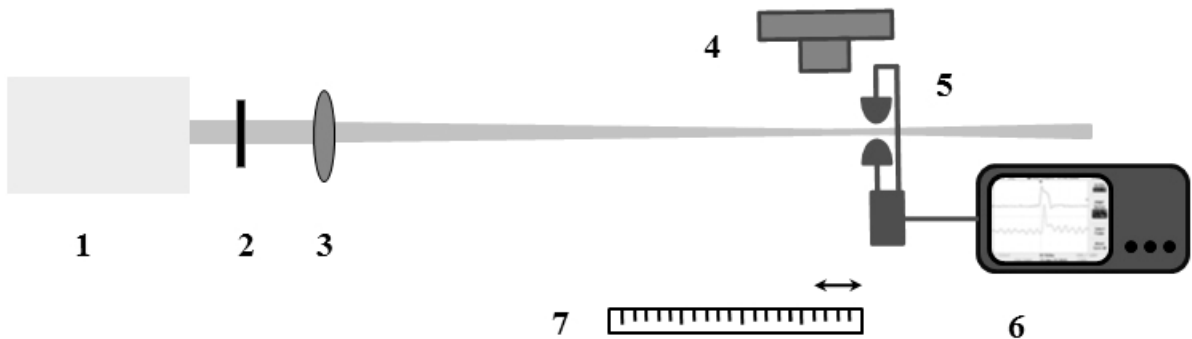


Рис. 4.1. Оптическая схема экспериментальной установки: 1 – лазерная система, 2 – пространственная маска, 3 – линза, 4 – ПЗС камера, 5 – электроды, 6 – осциллограф, 7 – линейка

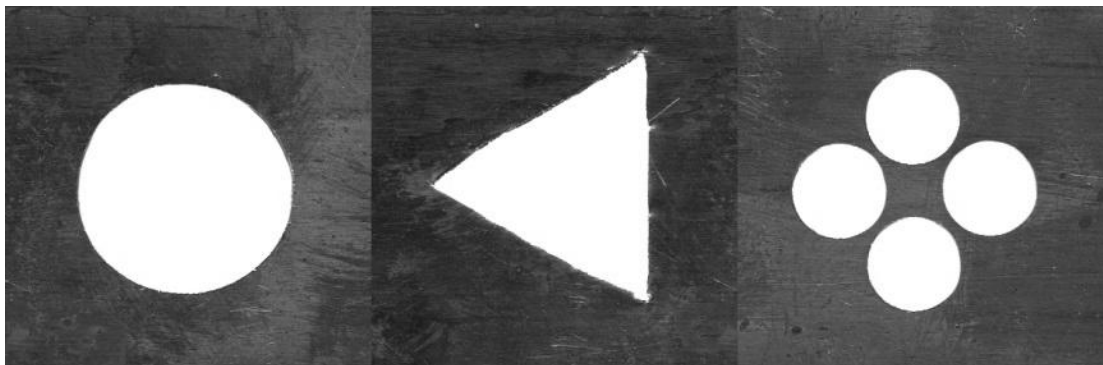


Рис. 4.2. Диафрагмы: круговая, треугольная и сегментированная

В экспериментах распределение линейной плотности плазменных каналов измерялось с помощью системы электродов 5 и осциллографа 6 (описано Главе 2). С помощью ПЗС камеры 4 регистрировалось свечение плазмы каналов сбоку. Также с помощью ПЗС камеры регистрировалось распределение плотности энергии в поперечном сечении пучка вдоль оптической оси. Для этого ПЗС камера помещалась в область распространения излучения перпендикулярно оптической оси (см. ниже).

На Рис.4.3а,б для иллюстрации показаны изображения плазменных каналов, полученные при филаментации пучков, профилированных с помощью треугольной и сегментированной диафрагм, соответственно. В этих экспериментах пучки

фокусировались линзой с фокусным расстоянием 75 мм. Применение сегментированной диафрагмы (Рис.4.3б) приводило к возникновению двух плазменных каналов, которые сходятся под малым углом. Каждый из этих каналов формировался вследствие самофокусировки излучения отдельной частью пучка, прошедшей через одно из четырех отверстий диафрагмы. Другие два плазменных канала закрыты первыми двумя, расположенными ближе к камере. Все четыре плазменных канала сливаются в один вблизи фокальной перетяжки. При этом образуется более широкий плазменный канал, чем в случае применения треугольной диафрагмы (Рис.4.5а).

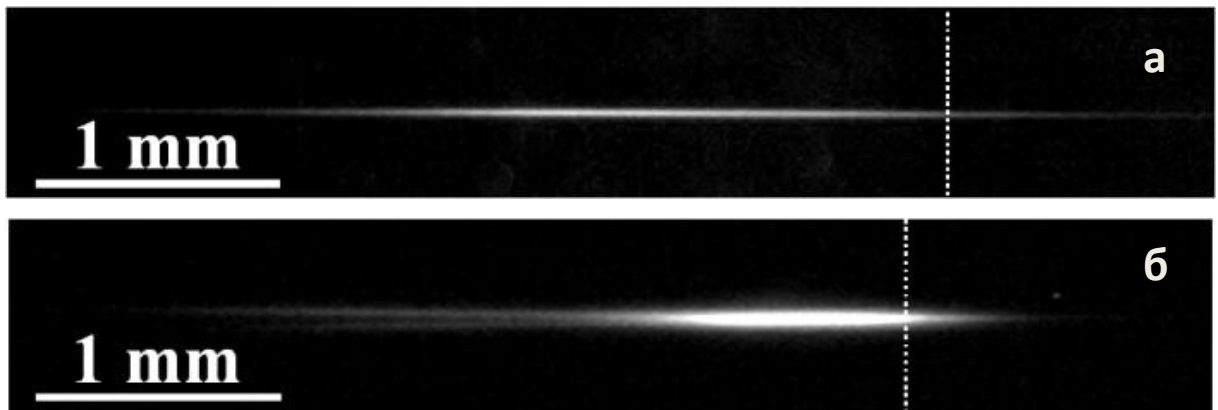


Рис. 4.3. Свечение плазменных каналов, образующихся при филаментации профилированных пучков: а – треугольная диафрагма, б – сегментированная. Вертикальная пунктирная линия показывает положение фокальной плоскости линзы. Импульсы распространяются слева направо.

Приведенные в этом разделе ниже экспериментальные данные были получены с применением линзы, фокусное расстояние которой составляло 85 см. При оцифровке изображений плазменных каналов (аналогичные, показанным на Рис.4.3) полученные значения плотности энергии, которая определялась амплитудой сигнала с пикселей ПЗС камеры (разрешение 1600×1200), записывались в таблицу. Из таблицы выбиралась область малой ширины, соответствующая положению изображения плазменного канала. Амплитуды сигналов суммировались по-пиксельно для каждого расстояния вдоль оптической оси. На Рис.4.4 и Рис.4.5 показаны интегральные по поперечному сечению профили люминесценции плазменного канала, образующегося при филаментации импульсов с различным поперечным профилем (применение различных диафрагм). Вне зависимости от начального профиля пучка излучения уменьшение энергии

импульса приводило к сокращению протяженности плазменного канала, поскольку увеличивалось расстояние, необходимое для нелинейного набега фазы для самофокусировки. Поскольку в этих экспериментах применялся бинарный (шаговый) ослабитель, а различные диафрагмы отрезали разные части пучка, энергия таких диафрагмированных импульсов была различной для разных диафрагм. Поэтому можно проводить только качественное сравнение всех полученных в этих экспериментах результатов. Однако энергии импульсов, имеющих круговой и треугольный начальный профили были близки, что позволяет сравнить полученные для этих импульсов плазменные каналы (Рис.4.3). Сразу следует отметить, что для круглого пучка имелся ярко-выраженный максимум свечения, амплитуда которого была почти в два раза выше, чем для треугольного пучка. При этом протяженность канала для круглого пучка была немного больше, а сам канал заканчивался за геометрической перетяжкой. Тогда как для треугольного пучка канал прекращался непосредственно перед перетяжкой. По-видимому, это происходит из-за того, что при дифракции на прямых гранях треугольной диафрагмы в поперечном профиле пучка появляются пространственные моды с большой угловой расходимостью, что ухудшает условия для самофокусировки пучка и приводит к завершению филаментации вблизи геометрической перетяжки.

Для сегментированного и гауссова пучка (Рис.4.5) энергии импульсов также были близки (кривые а(1) и б(2), а(2) и б(3)). Для большой энергии (Рис.4.5 а(1) и б(2)) плазменные каналы стартуют примерно за 15 см до геометрической перетяжки. Однако, сегментированный пучок протягивается несколько дальше за перетяжку, чем гауссов. При этом амплитуда свечения вблизи перетяжки примерно в два раза ниже, чем в максимуме, тогда как для гауссова пучка амплитуда свечения вблизи перетяжки приближается к нулю.

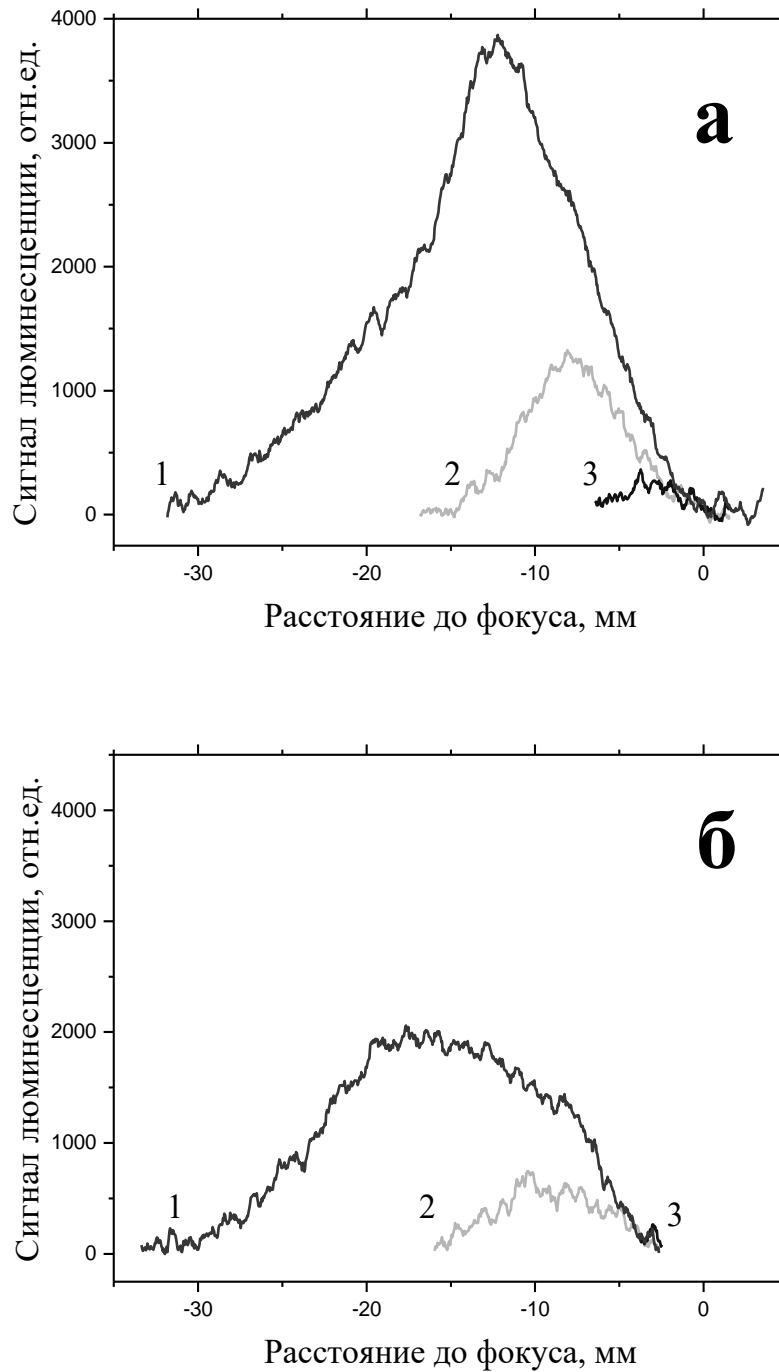


Рис. 4.4. Профиль люминесценции плазменного канала, образующегося при филаментации профилированных импульсов при разных энергиях импульса. Диафрагма: а) круглая, 3.5 мДж (1), 1.9 мДж (2), 0.85 мДж (3); б) треугольная, 3.3 мДж (1), 1.65 мДж (2), 0.74 мДж (3)

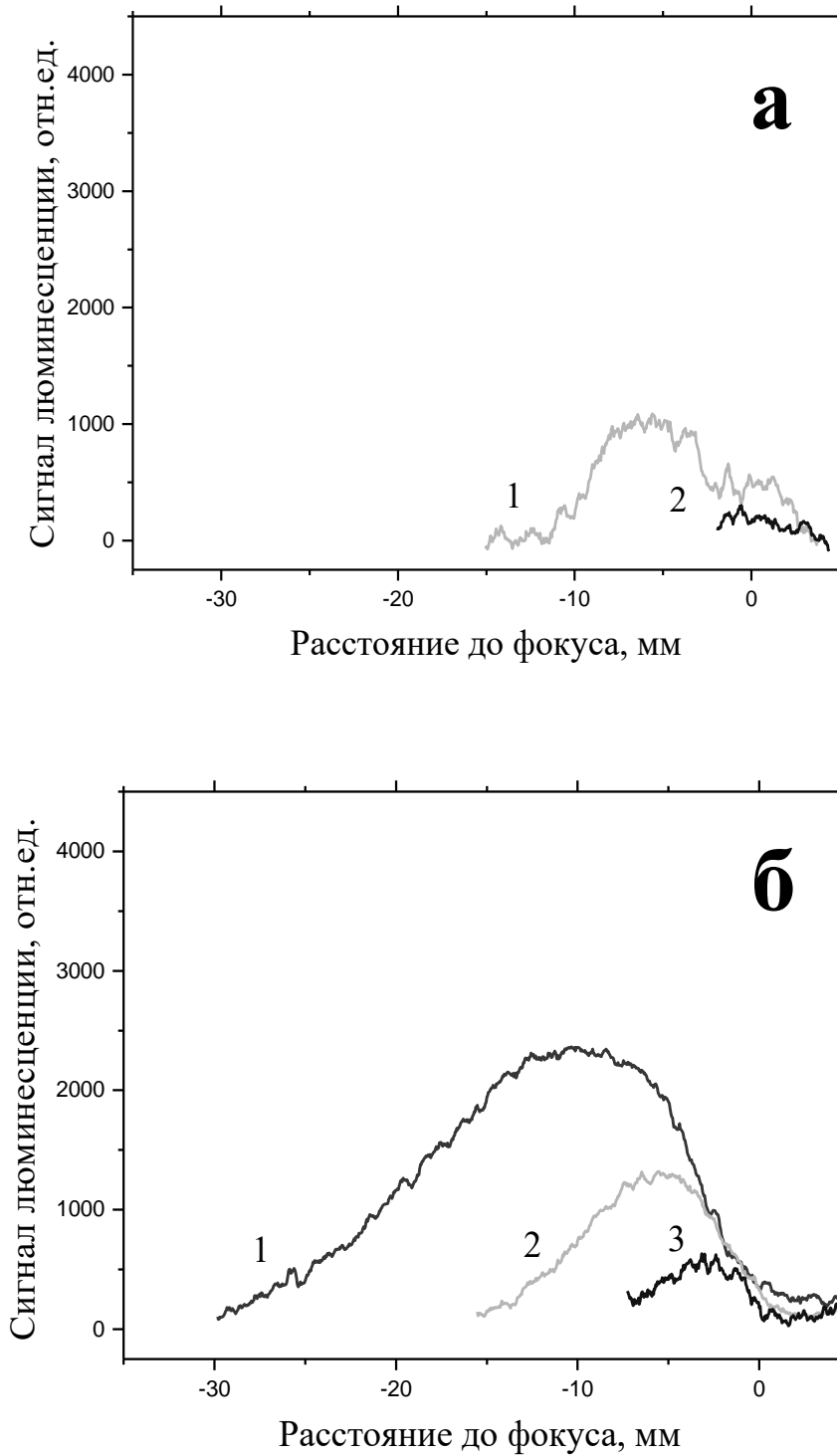


Рис. 4.5. Профиль люминесценции плазменного канала, образующегося при филаментации профилированных импульсов при разных энергиях импульса. Диафрагма: а) сегментированная, 2.3 мДж (1), 1.15 мДж (2); б) гауссов, исходный пучок, 4.8 мДж (1), 2.4 мДж (2), 1.08 мДж (3).



Следует отметить, что начало образования плазменного канала при филаментации диафрагмированных пучков (кривые 1 на Рис.4.4а,б) и гауссова пучка (кривая 1 на Рис.4.5г) расположено на почти одинаковом расстоянии от геометрической перетяжки несмотря на то, что энергия импульса с гауссовым поперечным сечением почти в полтора раза выше. По-видимому, такое поведение связано с образованием из-за дифракции локальных максимумов в поперечном профиле пучка, что в свою очередь ведет к изменению условий самофокусировки.

Для тех же экспериментальных условий были получены поперечные профили распределения плотности энергии на различных расстояниях от перетяжки вдоль оси распространения. Для этого лазерный пучок с помощью кварцевой пластинки направлялся на ПЗС матрицу. Для того, чтобы избежать повреждения чувствительной матрицы пучок дополнительно ослаблялся нейтральными фильтрами. Перемещение этой регистрирующей системы (ПЗС матрица, кварцевая пластинка, нейтральные фильтры) вдоль пути распространения импульса позволило получить поперечное распределение плотности энергии на различных расстояниях от геометрической перетяжки. В этих экспериментах импульса составляла 1 мДж и контролировалась калориметром, расположенным непосредственно за диафрагмами.

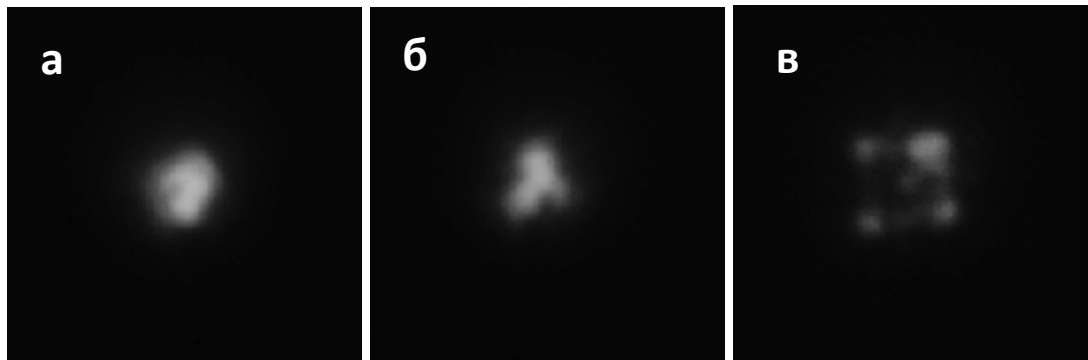


Рис. 4.6. Поперечные распределения плотности энергии профилированных пучков для круговой (а), треугольной (б) и сегментированной (в) диафрагм на расстоянии 8 см до геометрической перетяжки. Размер изображений 250 мкм×250 мкм.

На Рис.4.6 показаны поперечные профили трех амплитудно-модулированных импульсов на расстоянии 8 см до геометрической перетяжки. Для круглой и треугольной диафрагм на оптической оси излучения находился максимум

распределения плотности энергии. Для сегментированной диафрагмы наблюдались четыре выраженных максимума, соответствующие четырем отверстиям (Рис.4.6в).

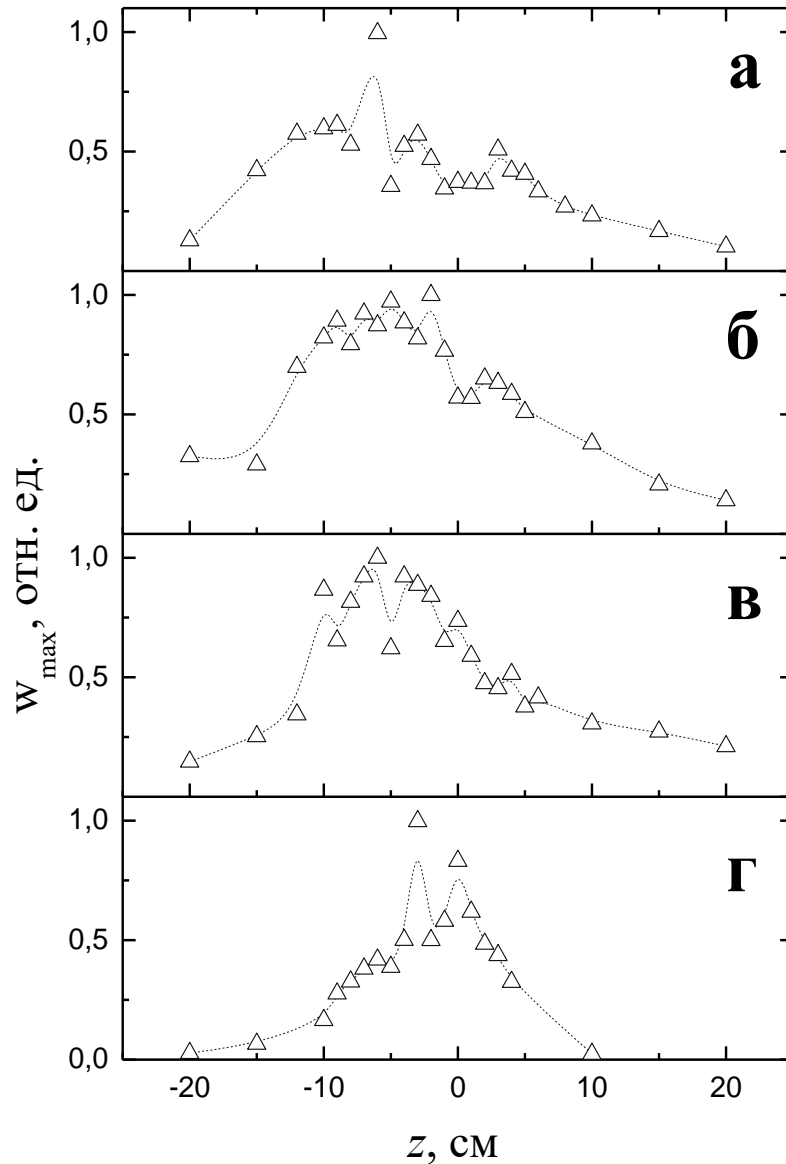


Рис. 4.7. Распределения пиковой плотности энергии ( $w_{\max}$ ) импульса для различных диафрагм: а) круглая, б) треугольная, в) сегментированная, г) гауссов профиль без диафрагмы. Данные для наглядности аппроксимированы сплайном.

После обработки полученных поперечных профилей были получены зависимости от расстояния до геометрического фокуса линзы распределений пиковой плотности энергии (Рис.4.7), ширины основного максимума и среднеквадратичного диаметра лазерного пучка (Рис.4.8). Для справки: в случае

линейной фокусировки гауссового пучка с начальным радиусом 4 мм длина перетяжки составляла 1,14 см при диаметре фокального пятна 55 мкм. Положение старта филаментации определялось расстоянием, где диаметр основного максимума принимал минимальное значение. Для круговой и треугольной диафрагм филаментация начиналась на расстоянии 15 см до линейной перетяжки (Рис.4.8 а, б). Применение сегментированной диафрагмы, как и отсутствие диафрагм приводило к тому, что филаментация стартовала позже, т.е. ближе к геометрической перетяжке (Рис.4.8 в,г).

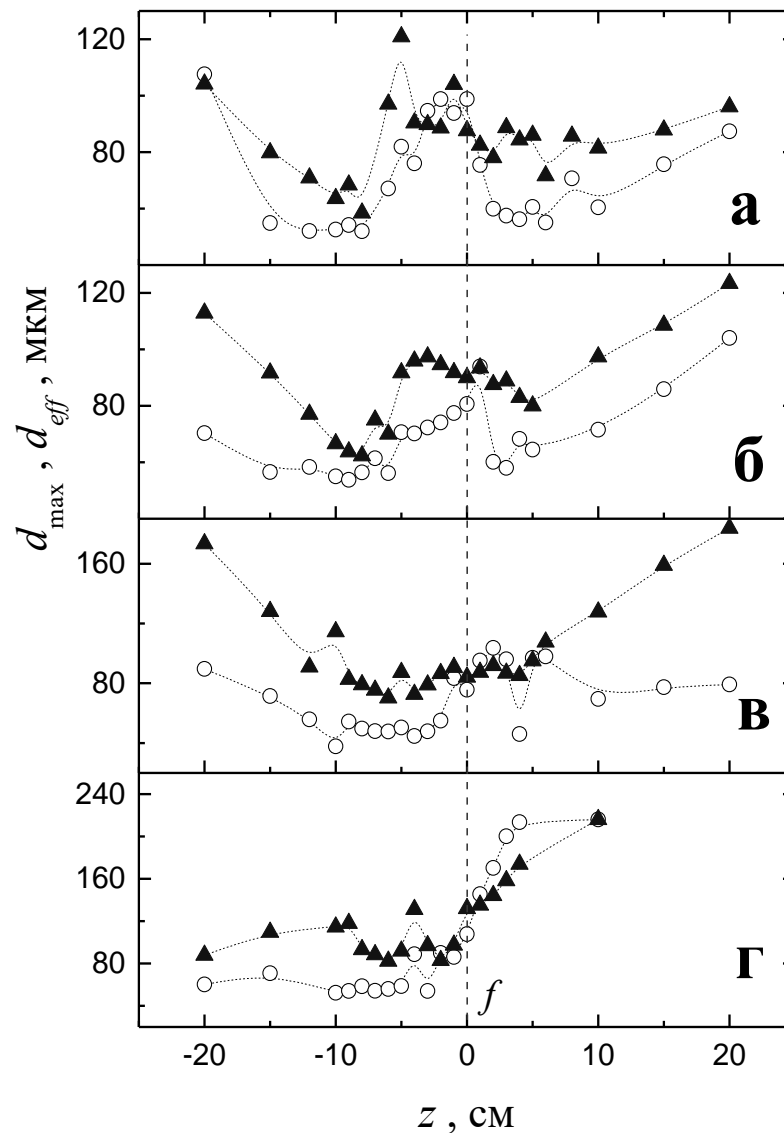


Рис. 4.8. Зависимость ширины основного максимума ( $d_{\max}$ , круги) и среднеквадратичного диаметра канала ( $d_{\text{eff}}$ , треугольники) от расстояния до геометрической перетяжки для различных диафрагм: а – круг, б – треугольник, в – сегментированная диафрагма, г – гауссов пучок.

Средний диаметр филамента около 55 мкм соответствовал диаметру перетяжки гауссова пучка. Это значение неплохо согласуется с экспериментальными данными, приведенными в разделе 3.2.1. Для сегментированного пучка средний диаметр области филаментации был несколько больше, чем для других диафрагм, поскольку изначально сегменты были пространственно разнесены. Во всех случаях филаментация заканчивалась вблизи геометрической перетяжки, что выражалось в уменьшении плотности энергии излучения Рис.4.7, и увеличении поперечного размера Рис.4.8. Однако, для профилированных пучков филаментация снова появлялась примерно через 2 см. Для гауссового пучка такая рефокусировка не наблюдалась.

Численное моделирование самофокусировки и филаментации профилированных пучков было выполнено проф.Ю.Э.Гейнцем и проф. А.А.Земляновым из ИОА СО РАН. Для этого решалось нелинейное уравнение Шредингера с учетом нелинейности среды, где учитывались мгновенная и инерционная составляющие эффекта Керра, нелинейности высших порядков и эффект фотоионизации среды. Расчетные зависимости пиковой плотности энергии импульса от расстояния до фокуса показаны на Рис.4.9 и хорошо согласуется с экспериментальными данными. Также, как и в экспериментах профилирование пучка приводит к более раннему началу филаментации и к возникновению рефокусировки после прохождения фокальной перетяжки, тогда как гауссов пучок образует только один филамент до геометрической перетяжки.

Отличие самофокусировки и филаментации пучков разных профилей может быть объяснено различием в динамике дифракции. Действительно, диафрагмирование приводит к появлению дополнительных локальных максимумов в распределении интенсивности, при этом положение таких максимумов зависит от формы диафрагмы. Например, для треугольной диафрагмы максимумы в распределении энергии пучка образуются в вершинах фигуры (Рис.4.6 б), тогда как сегментированный пучок разделен на четыре части, которые находятся на некотором расстоянии друг от друга (Рис.4.6 в и Рис.4.6 б). Образование таких максимумов определяет дальнейшее развитие самофокусировки пучка. Также надо отметить, что применение диафрагмы немного уменьшает поперечный размер

пучка, а это, согласно предыдущим экспериментам (раздел 3.3), увеличивает вероятность рефокусировки излучения.

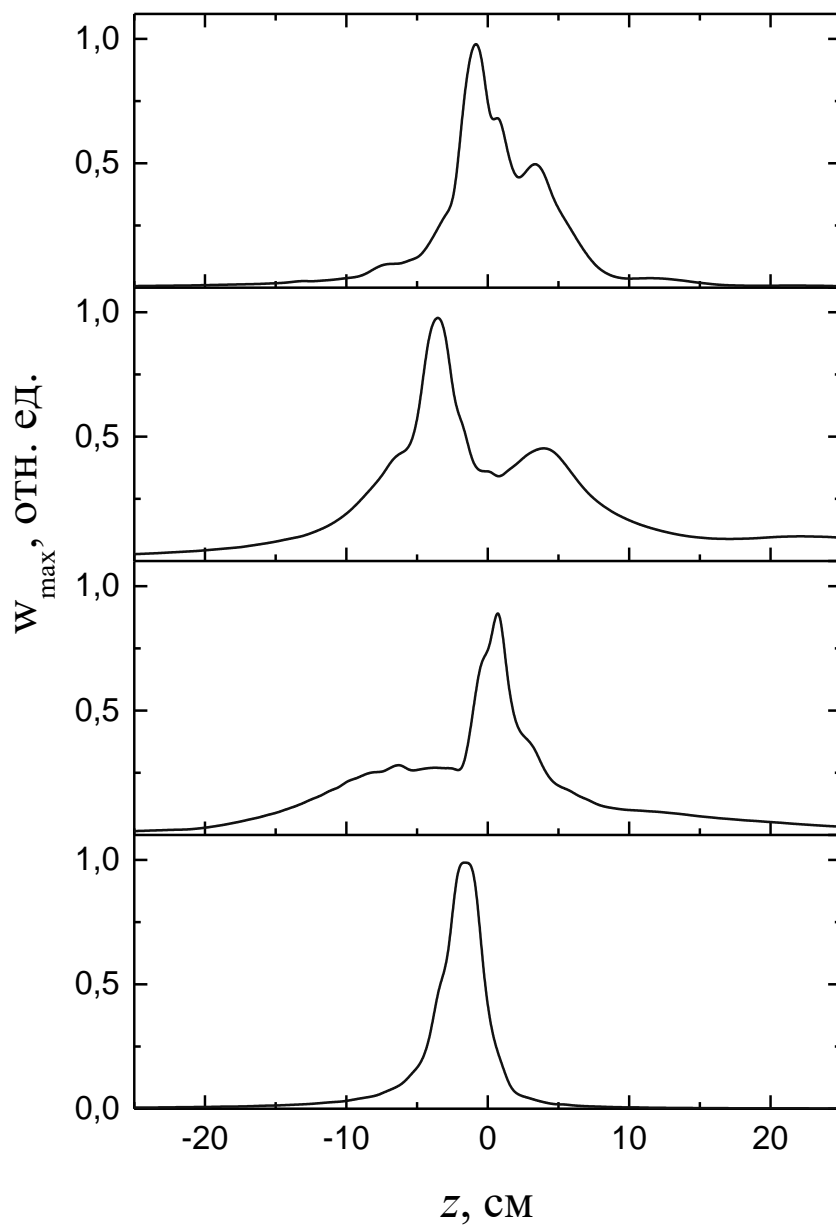


Рис. 4.9. Расчетные зависимости пиковой плотности энергии ( $w_{\max}$ ) от расстояния до геометрической перетяжки для различных диафрагм: а – круг, б – треугольник, в – сегментированная диафрагма, г – гауссов пучок.

## **4.2. Филаментация импульса с фазовой модуляцией волнового фронта лазерного пучка**

### **4.2.1. Сферическая абберация волнового фронта**

В этом разделе приведены результаты исследования влияние сферической абберации, которая может вноситься применяемыми сферическими зеркалами или линзами, на образование плазменных каналов. Сферические абберации вносились с помощью деформируемого зеркала. Численное моделирование было выполнено группой проф. О. Г. Косаревой из МГУ им. М. В. Ломоносова.

В эксперименте использовалась адаптивная оптическая система, которая была разработана и изготовлена группой доцента А. В. Ларичева из МГУ им. М. В. Ломоносова. Эта система состоит из датчика волнового фронта Шака-Гартманна (Рис.4.10а) и управляемого деформируемого зеркала с высокоэффективным отражающим покрытием (Рис.4.10б). Датчик был построен на основе схемы Шака-Гартмана, при этом была использована ПЗС матрица без защитного стекла, что расширяло рабочий спектральный диапазон в УФ область до ~200нм. Линзовый растр датчика с шагом 30 мкм был изготовлен из кварца. Деформируемое зеркало было изготовлено на основе униморфной технологии и имело 59 расположенных по гексагональной сетке управляющих электродов. Адаптивная система была оптимизирована для работы с импульсами фемтосекундной длительности. На Рис.4.11 представлена общая оптическая схема экспериментов. Импульсы проходили через расширитель пучка (внеосевой телескоп – на рисунке не показан) до 30 мм в диаметре для ИК импульса и 50 мм для УФ импульса для заполнения пучком апертуры зеркала. Затем излучение в коллимированном виде попадало на поверхность деформируемого зеркала 2. После отражения от зеркала импульсы направлялись на светоделитель 3, представляющий собой кварцевый клин с высокоотражающим покрытием. Малая часть излучения, прошедшего через клин, направлялась в датчик волнового фронта 4 и использовалась для определения параметров деформируемого зеркала с целью управления формой волнового фронта лазерного излучения. Большая часть излучения отражалась от клина и направлялась на фокусирующую оптику 5. В экспериментах с ИК импульсами, изображение плазменных каналов 6,

образующихся при филаментации импульсов, снималось ПЗС камерой 7 сбоку (как на рисунке). В случае использования УФ импульсов, ПЗС камера размещалась перпендикулярно оптической оси (аналогично экспериментам, описанным в разделе 4.1).

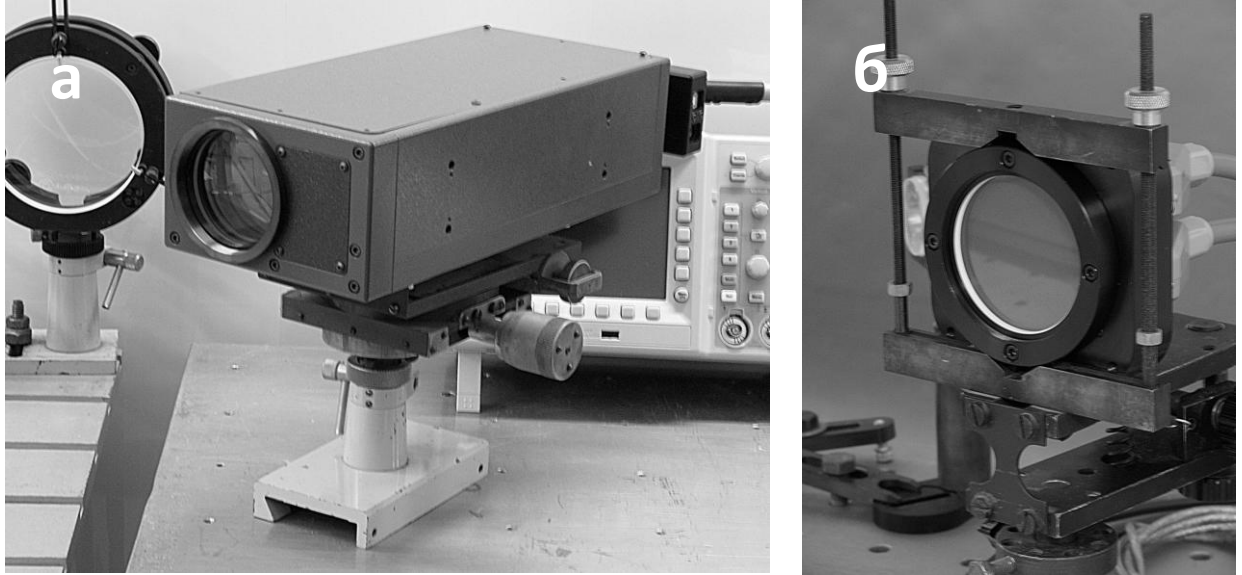


Рис.4.10. Адаптивная оптическая система, которая состоит из датчика волнового фронта Шака-Гартманна (а) и управляемого деформируемого зеркала (б)

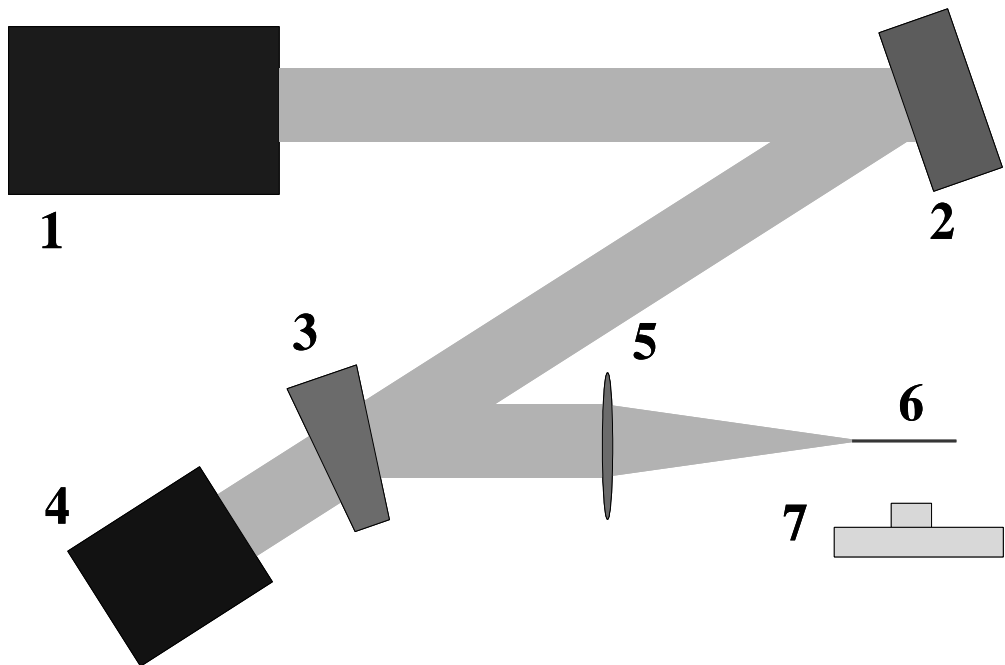


Рис. 4.11. Оптическая схема экспериментов: 1 – лазерная система, 2 – адаптивное зеркало, 3 – клин, 4 – датчик волнового фронта, 5 – линза, 6 – плазменный канал, 7 – ПЗС камера

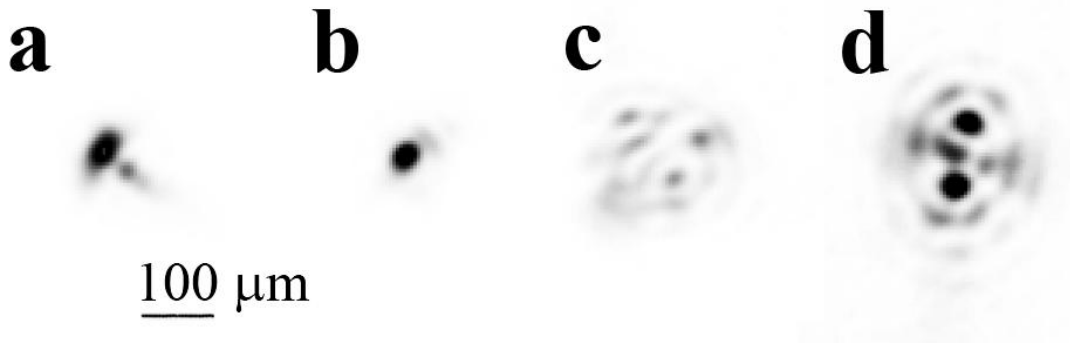


Рис.4.12. Поперечные профили распределения интенсивности лазерного пучка в дальней зоне для различных параметров деформируемого зеркала: а – исходный (неисправленный) импульс, б – исправленный адаптивным зеркалом, с – aberrацией одного знака, d – другого знака.

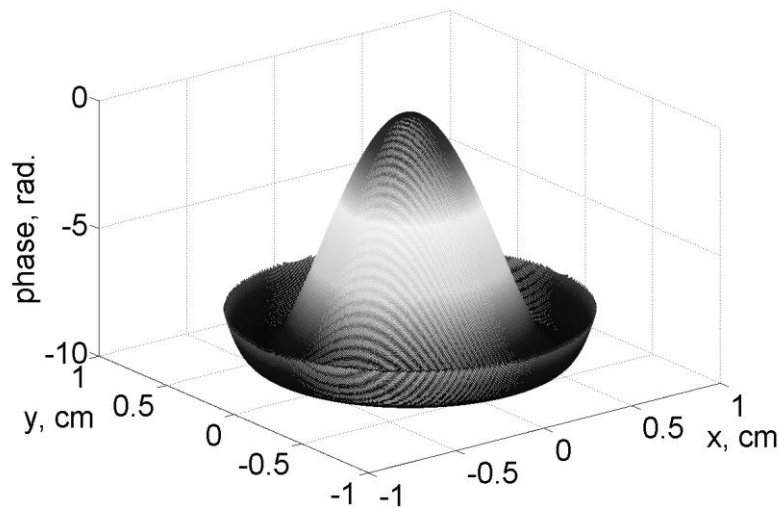


Рис.4.13. Распределение фазы по поперечному сечению при сферической aberrации.

На Рис.4.12 а показано распределение плотности энергии в фокальной области (в дальней зоне). Применение системы коррекции волнового фронта позволило исправить распределение пучка в области перетяжки (Рис.4.12 б). При этом динамического диапазона деформируемого зеркала оказалось достаточно для добавления определенной (в нашем случае сферической) aberrации в пучок (Рис.4.12 в, г). Сферическая aberrация соответствует следующему полиному Цернике:

$$\varphi(r) = k\sqrt{5}(6(r/a_0)^4 - 6(r/a_0)^2 + 1) \times A_z, \quad (3.12)$$



где  $a_0$  – диаметр пучка по уровню  $1/e$ ,  $A_z$  – амплитуда смещения поверхности деформируемого зеркала, то есть амплитуда сферической aberrации. При сферической aberrации распределение фазы по поперечному сечению будет выглядеть так, как это показано на Рис.4.13.

Эксперименты проводились с УФ и ИК импульсами. Энергия УФ импульсов составляла 200 мкДж. Пучок фокусировался кварцевой линзой с фокусным расстоянием 1 м. Поперечный профиль лазерного пучка регистрировался ПЗС камерой на различных расстояниях вдоль оптической оси. Полученные профили обрабатывались на компьютере. Диаметр лазерного пучка в разных точках определялся по уровню  $1/e$ . Изменение диаметра пучка при распространении импульсов в воздухе показано на Рис.4.14. Горизонтальными стрелками изображены области филаментации при распространении пучка без дополнительной сферической aberrации (1) и при внесении aberrации с максимально достижимой в этом эксперименте амплитудой  $A_z = 0.18$  мкм (2).



Рис. 4.14. Зависимость диаметра УФ лазерного пучка от расстояния до геометрической перетяжки. Горизонтальной пунктирной линией показан уровень 55 мкм. Горизонтальными стрелками изображены области, где наблюдается филаментация без aberrаций (1) и со сферической aberrацией (2).

В этом эксперименте мощность импульса многократно превышала критическую мощность самофокусировки. Однако, вблизи фокальной перетяжки формировался только один филамент (см. также Главу 3). Область существования филамента, определялась как область распространения лазерного импульса, где поперечный размер пучка был менее 55 мкм. Эта величина была выбрана исходя из характера распространения исходного импульса без внесенных aberrаций: при увеличении размера пучка более 55 мкм начинается быстрый рост диаметра, что указывает на прекращение филаментации. В этих экспериментах длина области филаментации пучка без aberrаций почти вдвое короче, чем в случае филаментации пучка с aberrациями. При этом оба филамента заканчиваются практически в одном месте, расположенном за геометрической перетяжкой, но пучок со сферической aberrацией начинает филаментировать значительно раньше.

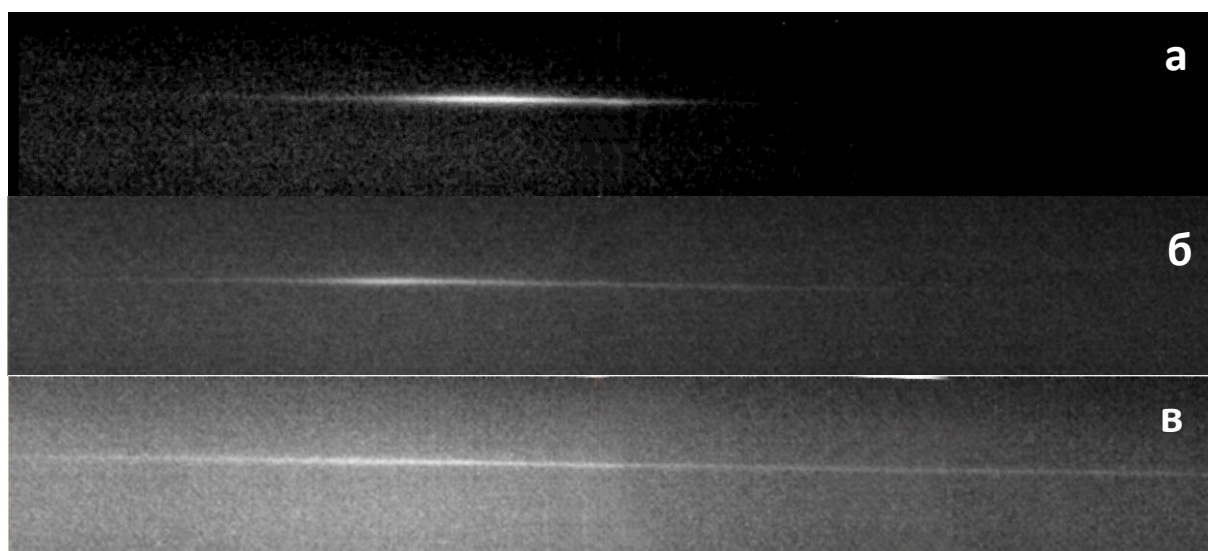


Рис. 4.15. Профили люминесценции плазменных каналов, полученные с помощью для различных значений амплитуды aberrации  $A_z$ : а - 0 мкм, б – 0,1 мкм, в - 0,18 мкм. Длина изображения 35 мм.

В экспериментах с ИК импульсами их энергия составляла 2 мДж. Излучение фокусировалось линзой с фокусным расстоянием 70 см. На Рис.4.15 показаны изображения плазменных каналов, полученные с помощью ПЗС камеры сбоку (см. Рис.4.11). При филаментации лазерных импульсов без сферической aberrации (Рис.4.15а) длина плазменного канала была существенно короче, чем при филаментации импульсов с максимально возможной амплитудой aberrации  $A_z = 0,18$  мкм (Рис.4.15в).

С помощью оцифровки изображения ПЗС камеры методом, описанным в разделе 3.4, были получены интегральные по поперечному сечению профили люминесценции плазмы (Рис.4.16). Увеличение амплитуды сферической aberrации приводило к существенному удлинению плазменного канала. Следует отметить, что интенсивность люминесценции плазмы при этом снижалась.

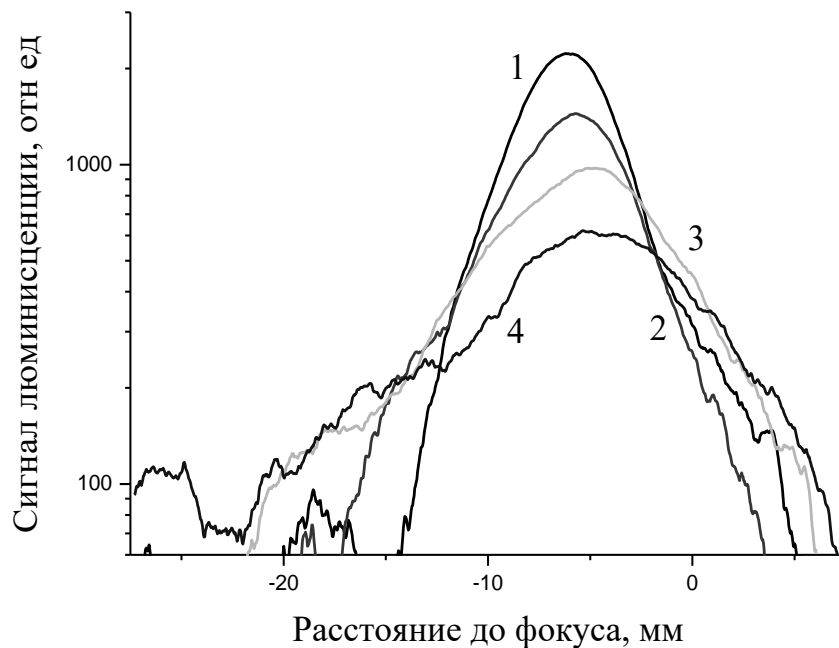


Рис. 4.16. Интенсивность люминесценции плазменных каналов, образующиеся при филаментации импульсов с различной амплитудой сферической aberrации  $A_z$ : 1 – 0 мкм, 2 – 0.1 мкм, 3 – 0.15 мкм, 4 – 0.18 мкм.

Для численного моделирования распространения ультракороткого импульса в воздухе решалось нелинейное уравнение Шредингера в приближении медленно меняющихся амплитуд. Параметры лазерного излучения в моделировании отличались от экспериментальных для хорошего пространственно-временного разрешения на четырехмерной сетке. При этом отношение амплитуды сферической aberrации к дифракционной длине пучка соответствовало экспериментальному значению. В расчетах начальный размер пучка составлял 1.2 мм, энергия 1.5 мДж, длительность импульса 27 фс. Фокусное расстояние фокусирующей системы составляло 226 см.

Расчетные параметры плазменных каналов, показанных на Рис.4.17, количественно отличаются от экспериментальных, поскольку исходные данные

различны. Однако, так же как и в экспериментах, при большом значении амплитуды сферических aberrаций численное моделирование продемонстрировало увеличение длины плазменного канала более чем в два раза (Рис.4.17). При этом в случае филаментации импульса без aberrации плазменный канал сравнительно короткий и яркий (Рис.4.17а), тогда как наличие сферической aberrации приводит к удлинению канала и уменьшению интенсивности люминесценции плазмы (Рис.4.17в). Таким образом, наблюдается качественное согласие экспериментальных и численных результатов.

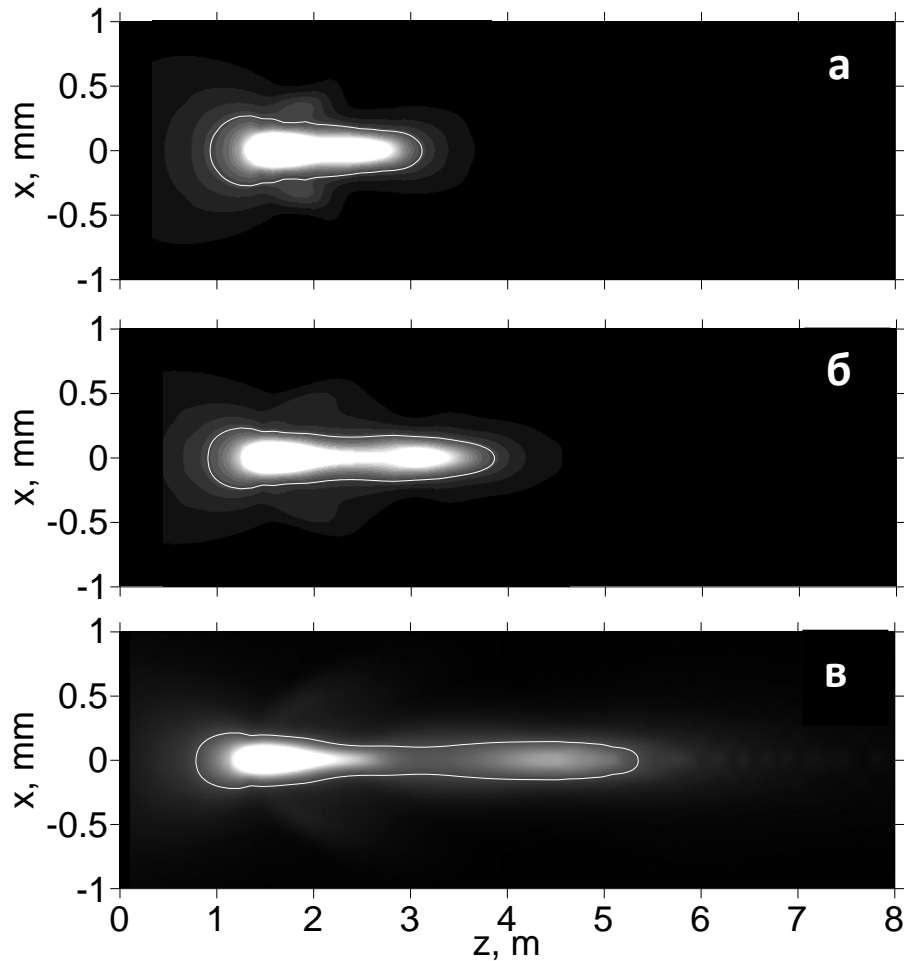


Рис.4.17. Плотность энергии лазерного импульса при различных амплитудах сферической aberrации  $A_2$ : а – 0 мкм , б – 0.1 мкм, в – 0.18 мкм. Черный цвет соответствует значению 0, белый – 0.5 Дж/см<sup>2</sup>.

Численное моделирование, рисунок предоставлен О.Г. Косаревой и Н.А. Пановым.

Таким образом, система адаптивной оптики позволяет не только исправлять волновой фронт излучения, но также вносить дополнительные aberrации. При внесении сферической aberrации длина плазменных каналов, образующихся при филаментации как УФ, так и ИК импульсов, увеличивается. Максимальное

удлинение плазменного канала, полученное в эксперименте за счет внесения сферической аберрации, превысило два раза. Результаты численного моделирования качественно хорошо согласуются с экспериментальными.

#### 4.2.2. Астигматизм волнового фронта

Помимо сферической аберрации в оптической схеме возможно появление других типов аберраций, например, астигматизм. Такой тип аберрации можно специально внести с помощью деформируемого зеркала, описанного в предыдущем разделе, а может появляться в оптической схеме при применении сферического зеркала, установленного под небольшим углом к оптической оси. В этом случае астигматизм вносится и управляется поворотом сферического зеркала. Следует отметить, что до описанных ниже экспериментов в работе (Mechain et al., 2004b) проводилось исследование влияния астигматизма на формирование множественной филаментации, в данной работе рассматривается распространение лазерного импульса в режиме одиночного филамента.

Численные расчеты, приведенные в данном разделе выполнены научной группой под руководством профессора В. П. Кандидова из Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова.

В экспериментах применялись импульсы излучения титан-сапфирового лазера с центральной длиной волны 744 нм и его третьей гармоники с длиной волны 248 нм. Энергия лазерного импульса варьировалась от 1 до 3.6 мДж для ИК излучения и от 55 до 155 мкДж для УФ. Радиус пучка составлял 3 мм (по уровню  $1/e^2$ ). Фокусировка осуществлялась сферическими зеркалами с фокусными расстояниями  $f_0 = 25, 52, 110$  см. При отражении пучка под малым углом от сферического зеркала фокусировка считалась безаберрационной. При этом волновой фронт пучка описывался параболическим уравнением:

$$\varphi(x, y) = \frac{k(x^2 + y^2)}{2f_0}. \quad (3.13)$$

Поворот лазерного пучка зеркалом на угол  $\alpha$  приводил к возникновению астигматизма волнового фронта  $\varphi(x, y)$ :

$$\varphi(x, y) = \frac{kx^2}{2f_x} + \frac{ky^2}{2f_y}. \quad (3.14)$$

Для характеристики астигматизма вводился безразмерный параметр  $\Delta f/f_0$ , зависящий от угла  $\alpha$ , где  $\Delta f = |f_x - f_y|$  - это расстояние между сагиттальным и меридиональным фокусами, а  $f_0$  - среднее фокусное расстояние, которое определялось, как  $f_0 = (f_x + f_y)/2$ .

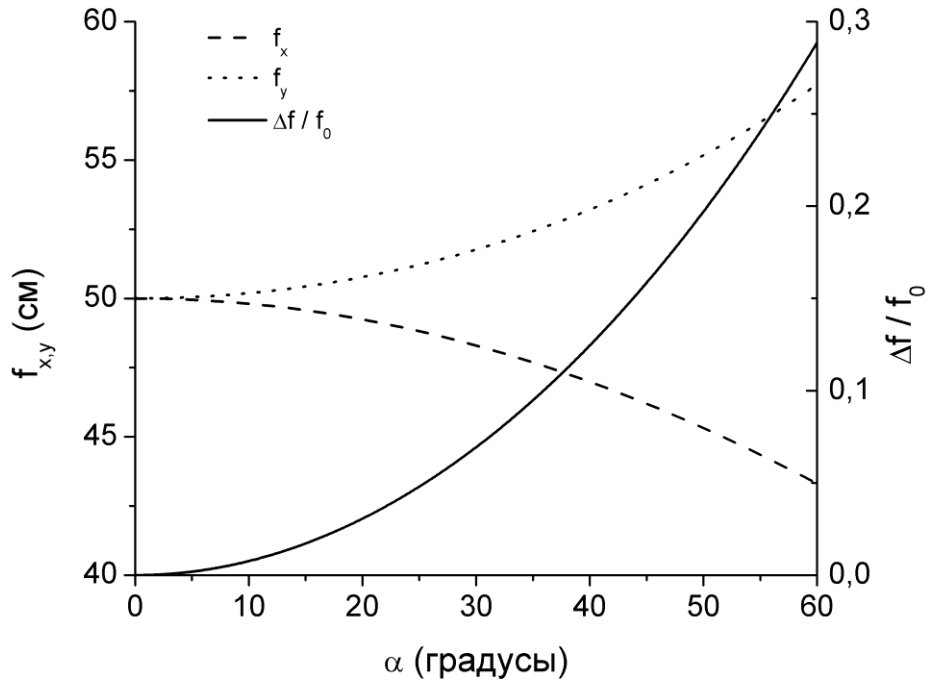


Рис. 4.18. Зависимости от угла  $\alpha$  расстояний от сферического зеркала до меридионального и сагиттального фокусов ( $f_x$  и  $f_y$ ) и безразмерного параметра астигматизма  $\Delta f/f_0$ . Фокусное расстояние сферического зеркала при нормальном падении пучка  $f_0 = 50$  см.

На Рис.4.18 для пучка с астигматизмом волнового фронта показаны расчетные зависимости от угла  $\alpha$  между падающим и отраженным пучками положений сагиттального и меридионального фокусов ( $f_x$  и  $f_y$ ), а также безразмерного параметра  $\Delta f/f_0$ , рассчитанные в приближении геометрической оптики. Из общих соображений в случае небольшого астигматизма при малом расстоянии между фокусами, при филаментации импульса должен формироваться одиночный плазменный канал, длина которого будет возрастать при увеличении степени астигматизма. В случае сильного астигматизма возможно формирование двух максимумов или даже двух отдельных плазменных каналов, соответствующих двум фокусам зеркала – меридиональному и сагиттальному.

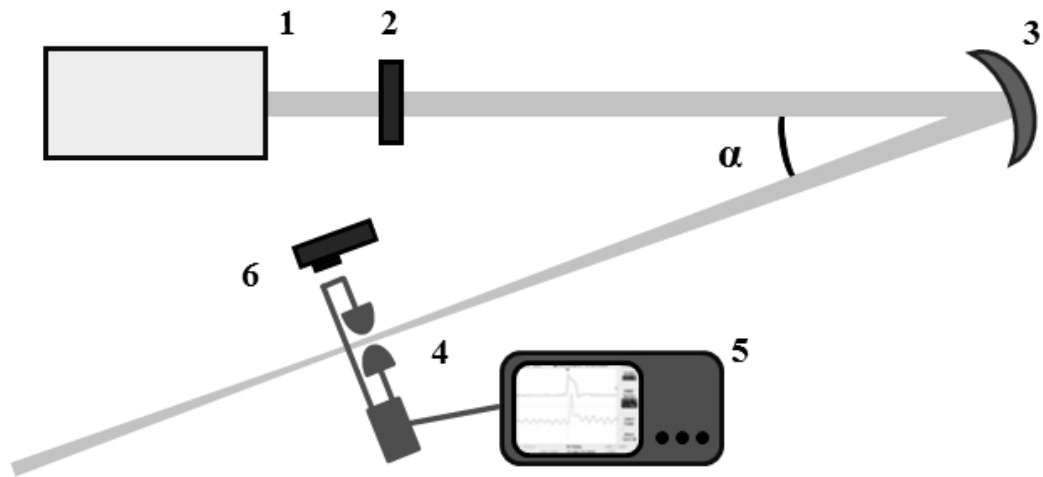


Рис. 4.19. Оптическая схема установки: 1 – лазерная система, 2 – дифракционный ослабитель, 3 – сферическое зеркало, 4 – электроды, 5 – осциллографом, 6 – ПЗС камера

В экспериментах регистрировалась люминесценция плазменного канала, образующегося при филаментации сходящегося лазерного пучка. Регистрация осуществлялась с помощью ПЗС матрицы и оптического объектива ось которого была перпендикулярна оси распространения фемтосекундного излучения. Оптическая схема эксперимента изображена на Рис.4.19. Лазерный импульс с энергией 3.6 мДж направлялся на сферическое зеркало с фокусным расстоянием 25 см. Параметр астигматизма  $\Delta f/f_0$  в этих экспериментах варьировался от 0 до 0.16, что соответствовало углу поворота пучка  $\alpha$  от 0 до  $21.1^\circ$ . ПЗС-камера с объективом настраивались таким образом, чтобы весь плазменный канал, образующийся при филаментации, попадал в поле зрения камеры. Полученные в экспериментах изображения плазменных каналов показаны на Рис.4.20.

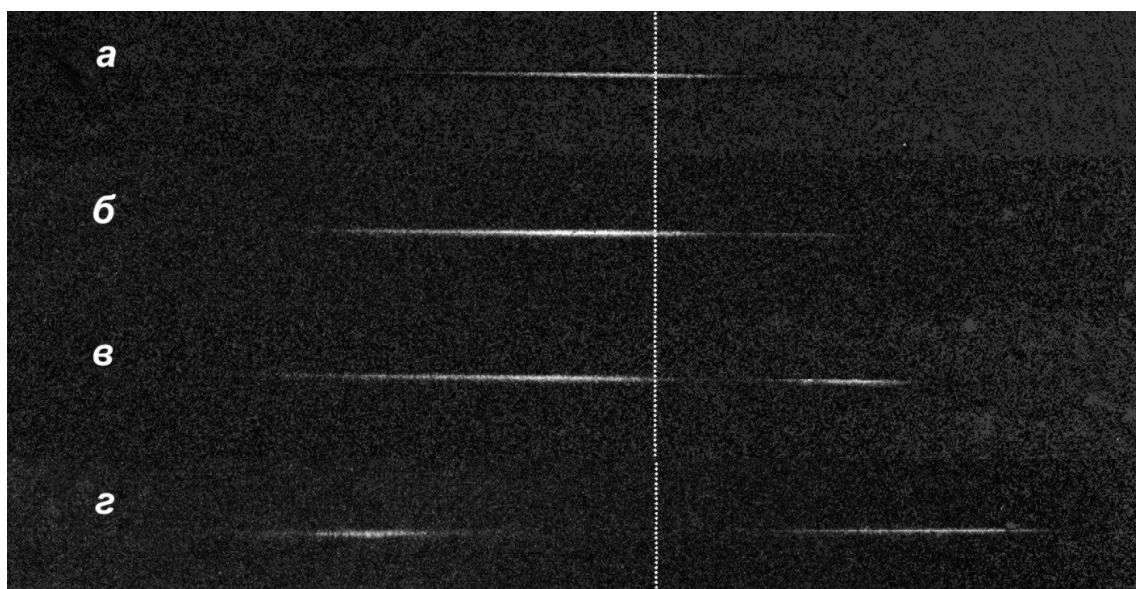


Рис. 4.20. Плазменные каналы, полученные при филаментации лазерных импульсов при различных параметрах астигматизма  $\Delta f/f_0 = 0$  (а), 0,03 (б), 0,05 (в), 0,16 (г).

Длина изображения 9 см. Импульсы распространяются слева направо.

Вертикальная линия показывает положение фокальной плоскости ( $f_0 = 25$  см).

Интегральная по поперечному сечению люминесценция плазменных каналов вдоль оптической оси для различных значений параметра астигматизма  $\Delta f/f_0$  показана на Рис.4.20. При небольшом увеличении параметра астигматизма (угла поворота сферического зеркала) наблюдалось увеличение длины плазменного канала (Рис.4.20 а,б, Рис.4.21). При достижении параметром астигматизма значения  $\Delta f/f_0 = 0.05$  ( $\alpha = 11^\circ$ ) начиналось разделение плазменного канала на два образования (Рис.4.20 в, Рис.4.21), соответствующих двум фокусам  $f_x$  и  $f_y$  пучка (Рис.4.18). Дальнейшее увеличение параметра астигматизма приводило к увеличению расстояния между максимумами плазменных образований (Рис.4.20 г, Рис.4.21), при этом общая длина области филаментации росла. Стоит отметить, что при малом параметре астигматизма область филаментации располагалась в основном до геометрического фокуса зеркала, тогда как увеличение астигматизма приводило к прохождению плазменного канала за перетяжку.



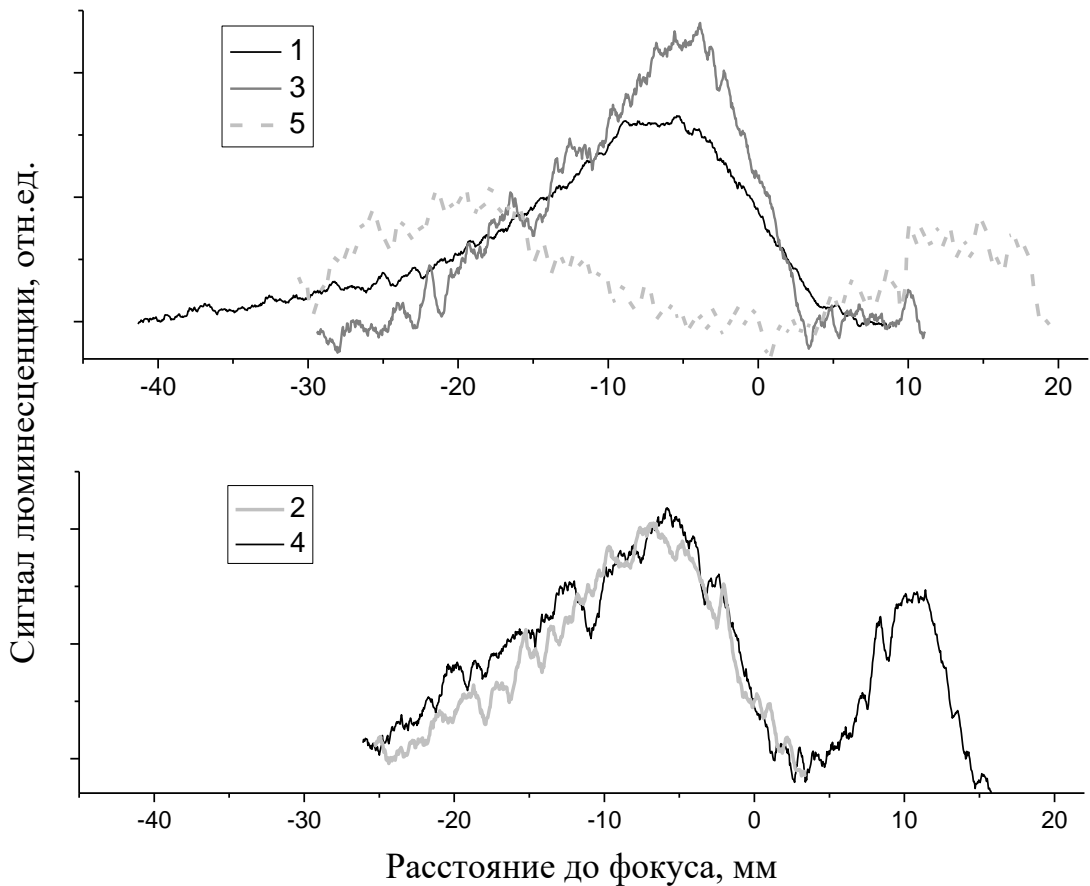


Рис.4.21. Интегральная по поперечному сечению люминесценция плазменных каналов вдоль оптической оси для различных значений параметра астигматизма

$$\Delta f/f_0 = 0 \text{ (1), } 0,03 \text{ (2), } 0,05 \text{ (3), } 0,07 \text{ (4), } 0,16 \text{ (5)}.$$

Распределение линейной плотности вдоль плазменного канала измерялось с помощью продольной системы электродов (см. раздел 2.2.2) в оптической схеме, показанной на Рис.4.19, для различной жесткости фокусировки пучка, энергии импульса и параметра астигматизма. Экспериментально полученные распределения линейной плотности плазмы, возникающие при филаментации ИК и УФ лазерных импульсов, показаны на Рис.4.22 и Рис.4.23, соответственно. В этих экспериментах варьировалась энергия импульсов, фокусные расстояния сферических зеркал ( $f_0 = 25$  см (а), 52 см (б, в), 110 см (г)) и параметры астигматизма  $\Delta f/f_0 = 0.017$  ( $\alpha = 15^\circ$ ) и  $\Delta f/f_0 = 0.16$  ( $\alpha = 45^\circ$ ).

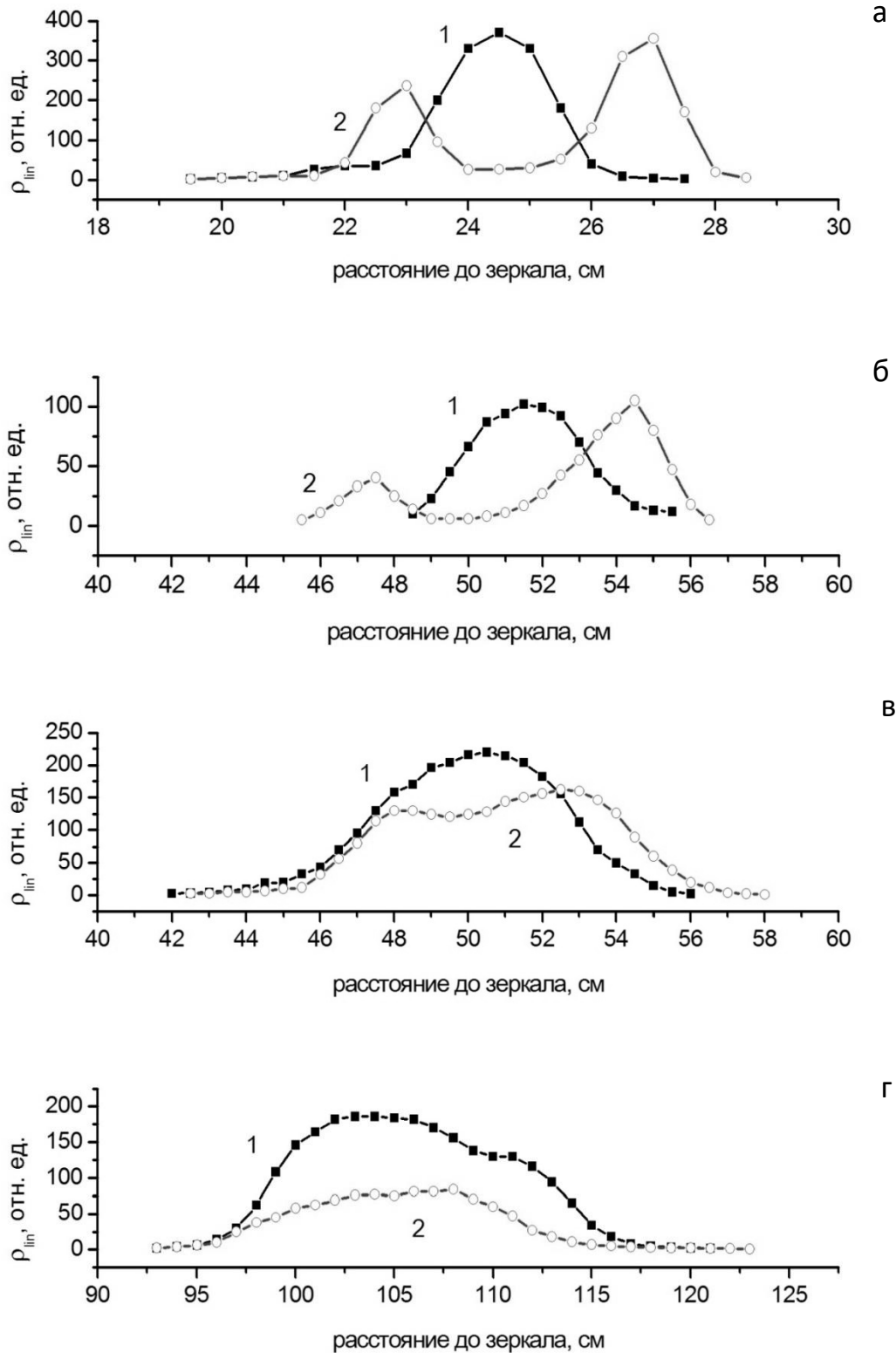


Рис. 4.22. Распределение линейной плотности плазмы вдоль распространения ИК лазерного импульса. Фокусное расстояние зеркал  $f_0 = 25$  см (а), 52 см (б, в), 110 см (г). Энергия лазерного импульса 1.7 мДж (а, в, г) и 1.1 мДж (б). Параметр астигматизма  $\Delta f/f_0 = 0.017$  (1) и 0.16 (2).

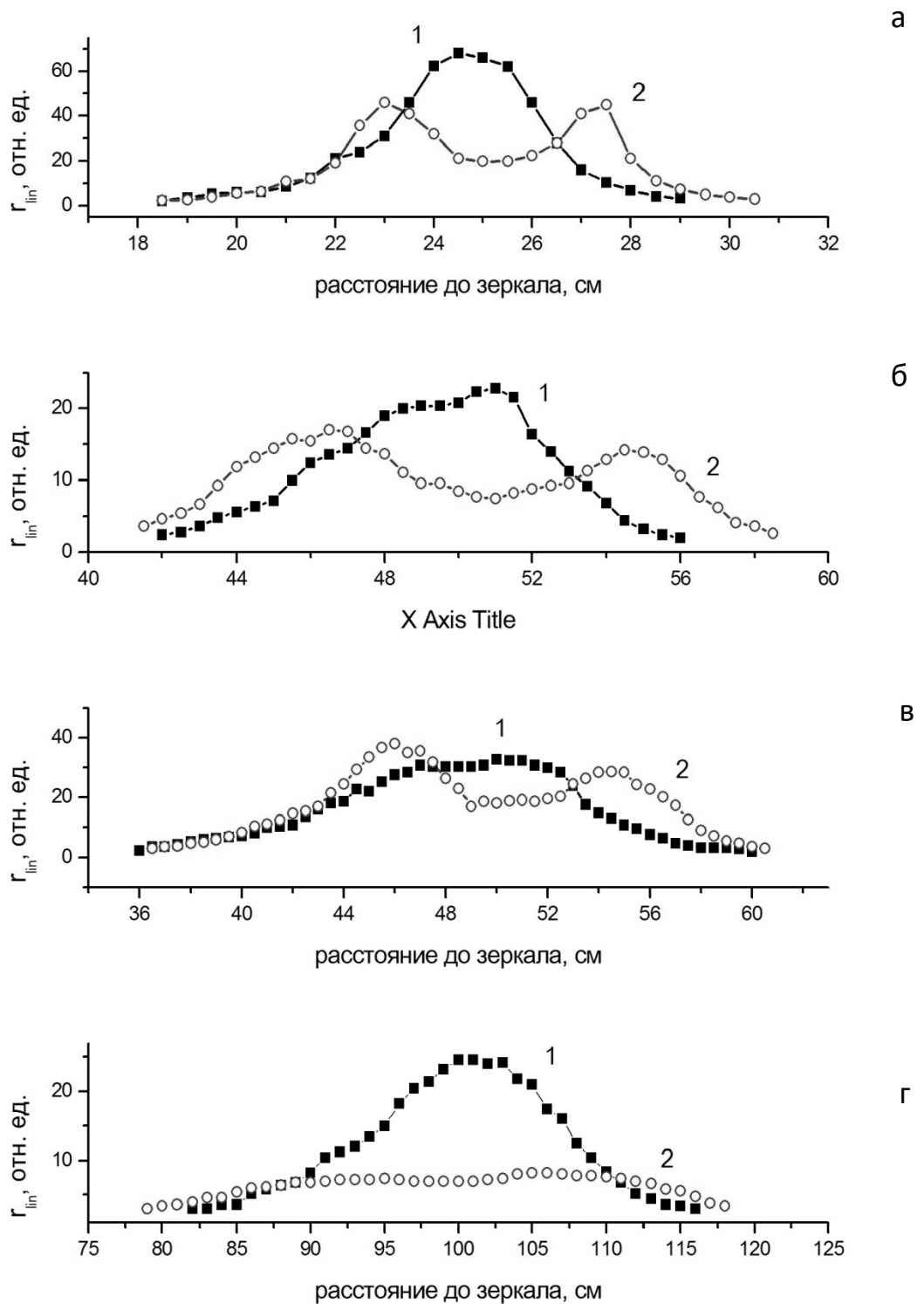


Рис. 4.23. Распределение линейной плотности плазмы вдоль распространения УФ лазерного импульса. Фокусное расстояние зеркал  $f_0 = 25$  см (а), 52 см (б, в), 110 см (г). Энергия лазерного импульса 115 мкДж (а, в, г) и 55 мкДж (б). Параметр астигматизма  $\Delta f/f_0 = 0.017$  (1) и 0.16 (2).

Для сильносходящихся ИК пучков ( $f_0 = 25$  см) в распределении линейной плотности плазмы вдоль оси распространения рост параметра астигматизма проявлялся в возникновении двух ярковыраженных максимумов (Рис.4.22 а), в областях соответствующих меридиональному и сагиттальному фокусам. В этом случае протяженность плазменного канала, возникающего при филаментации, возрастала почти в два раза. При более мягкой фокусировке ( $f_0 = 52$  см) также наблюдалось появление двух максимумов (Рис.4.22 б). В этом случае увеличение энергии импульса в полтора раза до 1.7 мДж эти максимумы становились менее выраженными, а удлинение канала при увеличении астигматизма становилось менее заметным. При наиболее мягкой в этих экспериментах фокусировке ( $f_0 = 110$  см) изменение параметра астигматизма практически не оказывало влияния на протяженность плазменного канала, образуемого при филаментации (Рис.4.22 г).

Для УФ импульсов наблюдается аналогичное изменение распределения плотности плазмы при варьировании жесткости фокусировки и степени астигматизма (Рис.4.23). Для сильносходящихся пучков увеличение параметра астигматизма приводит к появлению двух ярко-выраженных максимумов в распределении плотности плазмы (Рис.4.23 а, б, в). Для более мягкой фокусировки ( $f_0 = 110$  см) такие максимумы становятся менее выраженными, а протяженность плазменного канала при росте параметра астигматизма практически не увеличивается (Рис.4.23 г).

Численное моделирование распределения линейной плотности плазмы для ИК импульсов осуществлялось решением системы уравнений для медленно меняющейся комплексной амплитуды светового поля и концентрации свободных электронов [15] (нелинейное уравнение Шредингера). Параметры пучка были выбраны близкими к экспериментальным значениям: длительность импульса 100 фс, энергия 1.1 мДж, радиус пучка 3 мм, фокусное расстояние 52 см, параметр астигматизма  $\Delta f/f_0 = 0 \dots 0.16$ . На Рис.4.24 показаны результаты численного моделирования (сплошные кривые) и экспериментальные данные (точки). Как в эксперименте, так и в расчетах, увеличение астигматизма приводило к возникновению двух максимумов в распределении линейной плотности плазмы, соответствующих положениям сагиттального и меридионального фокусов.

Необходимо отметить, что в экспериментах при увеличении астигматизма относительное уменьшение линейной плотности плазмы значительно меньше, чем в численном моделировании.

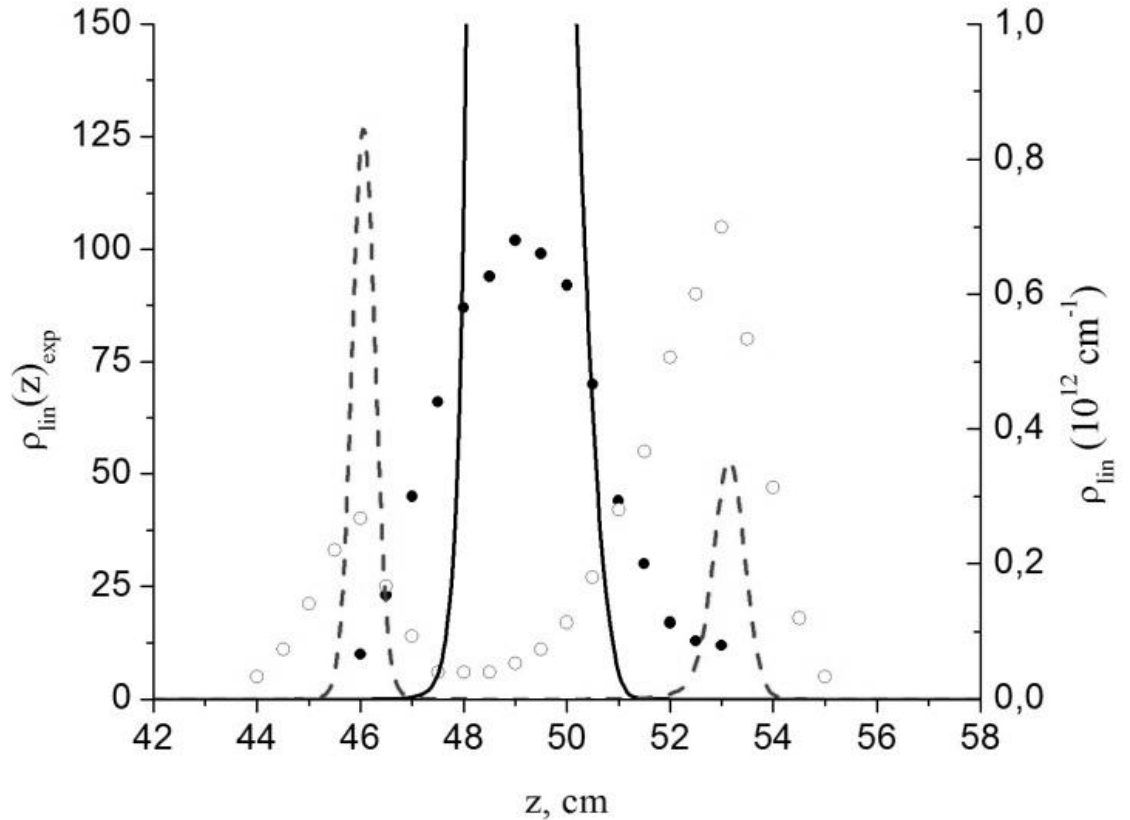


Рис. 4.24. Распределение линейной плотности плазмы вдоль распространения импульса: эксперимент (точки) и расчет (линии). Параметр астигматизма  $\Delta f/f = 0.017$  (заполненные круги и непрерывные линии)  $0.16$  (пустые круги и пунктирные линии). Расчеты выполнены научной группой из МГУ под руководством проф. В. П. Кандидова.

Таким образом, экспериментально и численно продемонстрировано, что внесение астигматизма в волновой фронт сильносходящегося пучка приводит к увеличению протяженности плазменного канала, образующегося при филаментации фемтосекундного лазерного импульса. Кроме того, для сильносходящегося пучка при сильном астигматизме в распределении плотности плазмы вдоль канала проявляются два ярко-выраженных максимума, которые соответствуют сагиттальному и меридиональному фокусам.

### 4.2.3. Влияние проходной оптики

#### на последующую филаментацию фемтосекундного импульса в воздухе

Керровская добавка к показателю преломления, которая обуславливает возникновение самофокусировки, в конденсированных прозрачных средах существенно (примерно на три порядка) выше, чем в газах. Поэтому в мощных лазерных системах для того, чтобы избежать нелинейных искажений пучка и, как следствие, повреждения оптических элементов применяется отражающая оптика (Wille et al., 2002). К сожалению, некоторые проходные оптические элементы, например, окно вакуумного компрессора, невозможно исключить из оптической схемы (строго говоря, можно использовать газодинамическое окно, но это существенно усложнит и удорожит всю систему). Наличие проходной оптики может вносить существенные искажения в лазерный пучок. Например, в работе (Liu et al., 2004) было показано, что после прохода лазерного импульса через относительно тонкое (1 см) окно компрессора из флюорита кальция мелкомасштабные возмущения распределения интенсивности в поперечном сечении существенно возрастают. Поэтому этот раздел диссертации посвящен исследованию зависимости влияния на процесс филаментации и на протяженность создаваемого при этом плазменного канала толщины проходной оптики, помещенной на значительном расстоянии от старта филамента. Численное моделирование выполнялось научной группой проф. В.П.Кандидова из МГУ.

Обычно влияние керровской нелинейности среды при распространении лазерного импульса в среде протяженностью  $\Delta z$  оценивается В-интегралом:

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^{\Delta z} n_2 I(z) dz, \quad (3.15)$$

который определяет нелинейный набег фазы (Perry et al., 1994b). В том случае, когда параметр  $B > 1/2$ , лазерный пучок будет существенно искажаться и может даже распадаться из-за мелкомасштабной самофокусировки. Для интенсивности лазерных импульсов  $\sim 10^{11}$  В/см<sup>2</sup>, которая характерна для филаментации коллимированного излучения в воздухе (Chin et al., 2005), параметр  $B < 1$  при прохождении оптических элементов с толщиной менее 1 см, т.е. в этом случае распада пучка не происходит. Однако, нелинейный набег фазы, который

приобретает импульс после прохода через такой элемент, может оказать значительное влияние на его последующее распространение в воздухе и филаментацию.

При распространении импульса в конденсированной прозрачной среде в лазерном импульсе появляется нелинейный набег фазы  $\Delta\varphi(r, \tau)$ , зависящий от координаты поперечного сечения и от времени. Если толщина слоя  $\Delta z$  мала, то при прохождении импульса через такой слой изменением его интенсивности можно пренебречь. Тогда фазовую модуляцию импульса можно описать формулой:

$$\Delta\varphi(r, \tau) = -n_2^{solid} I(r, \tau) \frac{2\pi n_0}{\lambda} \Delta z, \quad (3.16)$$

где  $I(r, \tau)$  – распределение интенсивности по поперечному сечению, зависящее от времени,  $n_2^{solid}$  – коэффициент Керровской нелинейности,  $n_0$  – показатель преломления,  $\Delta z$  – толщина конденсированной среды. Пространственно-временной набег фазы импульса  $\Delta\varphi(r, \tau)$  по сути описывает динамическое изменение кривизны волнового фронта. Для пучка с гауссовым распределением интенсивности:

$$I(r, \tau) = I_0(r) \exp\{-r^2/r_0^2\}, \quad (3.17)$$

изменение кривизны волнового фронта вблизи оси или эквивалентное фокусное расстояние нелинейной линзы  $f_{nl}(\tau)$ , которое наводится в прозрачном слое конденсированной среды в течение импульса можно записать:

$$f_{nl}(\tau) = \frac{r_0^2}{2n_0^{solid} I_0(\tau) n_0 \Delta z} \quad \text{или} \quad f_{nl}(\tau) = \frac{4\pi^2 r_0^4 P_{cr}^{solid}}{3,77 \lambda^2 \Delta z P(\tau)}, \quad (3.18)$$

где  $I_0(\tau)$  – интенсивность импульса на оси,  $P_{cr}^{solid}$  – критическая мощность самофокусировки в конденсированной среде,  $P(\tau)$  – мощность импульса, зависящая от времени,  $r_0$  – радиус пучка (по уровню  $e^{-1}$ ). Таким образом, даже тонкий слой конденсированной среды, через который проходит лазерный импульс, представляет собой линзу с переменным по сечению и по времени фокусным расстоянием, наличие которой приводит к изменению условий распространения и самофокусировки лазерного импульса в воздухе, и, следовательно, к перемещению старта филамента ближе к лазерной системе. Следует отметить, что в том случае,

когда пучок дополнительно фокусируется линзой с фокусом  $f_0$ , то результирующее фокусное расстояние будет определяться формулой:

$$f^{-1}(\tau) = f_0^{-1} + f_{nl}^{-1}(\tau). \quad (3.19)$$

В экспериментах применялись лазерные импульсы, генерируемые титан-сапфировой системой с центральной длиной волны 744 нм. Длительность импульсов составляла 100 фс, энергия – 2.2 мДж. Оптическая схема экспериментов показана на Рис.4.25. Лазерный импульс после выхода из компрессора свободно распространялся в воздухе. С помощью ПЗС матрицы измерялся профиль распределение плотности энергии пучка вдоль оси распространения. Непосредственно после компрессора могли помещаться плоскопараллельные пластинки из плавленного кварца различной толщины (слой конденсированной среды). Площадь лазерного пучка вдоль оси распространения для различных толщин внесенных пластинок, полученная в экспериментах, показана на Рис.4.26. После того, как начинается филаментация, поперечный размер (площадь) пучка стабилизировался. В этих экспериментах площадь коллимированного лазерного пучка без внесенных пластинок (без слоя конденсированной среды) достигала своего минимального размера на расстоянии 13 м от компрессора лазерной системы (кривая 1 на Рис.4.26). Внесение даже тонкого слоя кварца (пластина толщиной 1 мм) уже приводило к существенному (почти на 4 м) приближению к компрессору начала филамента (кривая 2 на Рис.4.26). При использовании в наших экспериментах наиболее толстой пластинки (15 мм) филаментация начиналась на расстоянии 2 м от компрессора. Таким образом, экспериментально было показано, что внесение слоя конденсированной среды в область распространения лазерного импульса приводило к такому набегу фазы, что расстояние до старта филамента изменялось с 13 м до 2 м от компрессора.





Рис. 4.25. Оптическая схема экспериментов: 1 – титан-сапфировая лазерная система, 2 – кварцевая пластинка, 3 – экран, 4 – линза, 5 – перемещаемая ПЗС камера, 6 – линейка

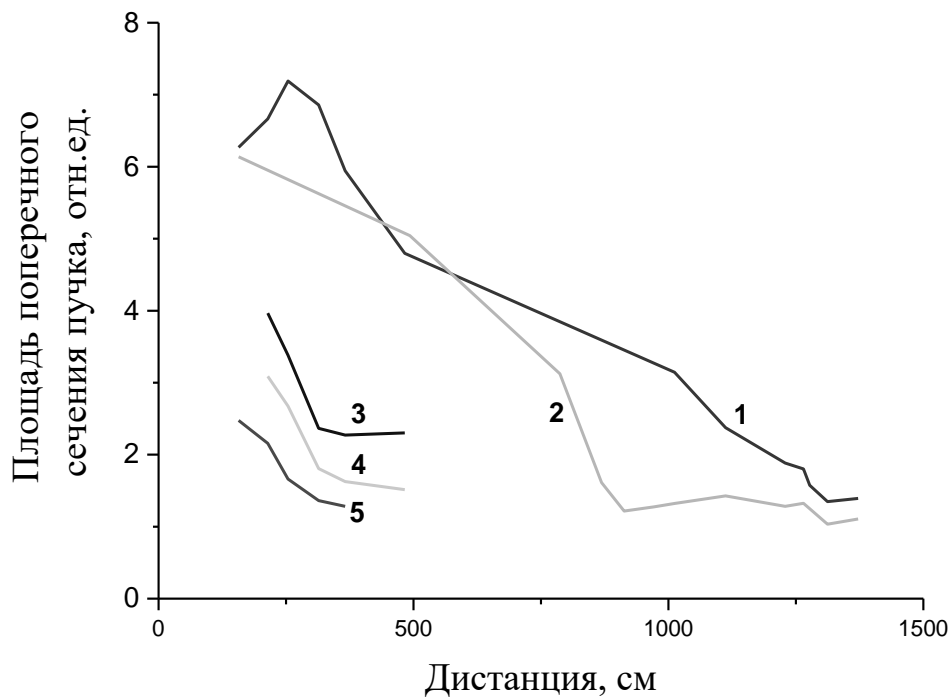


Рис. 4.26. Площадь поперечного сечения лазерного пучка вдоль оси распространения для различных толщин кварцевой пластины: 1) 0 мм, 2) 1 мм, 3) 5 мм, 4) 10 мм, 5) 15 мм.

Исследования филаментации сходящегося пучка и зависимость протяженности образующегося при этом плазменного канала от толщины кварцевой пластинки проводились с помощью системы электродов, описанной в Главе 2. Схема эксперимента показана на Рис.4.27. Лазерный пучок фокусировался с помощью сферического зеркала, фокусное расстояние которого составляло 3 м. На расстоянии около 70 см перед сферическим зеркалом помещались плоскопараллельные пластинки из кварца, обладающие различной толщиной (в

этих экспериментах 4.5 и 10.5 мм). Помимо электрического метода (с помощью электродов), положение старта филаментации определялось с помощью тонкой (150 мкм) стеклянной пластинки.

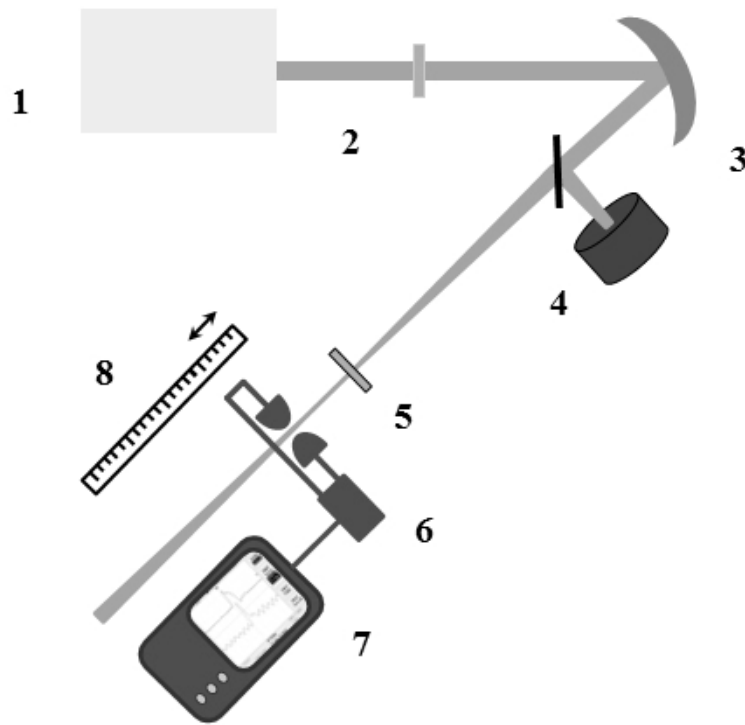


Рис. 4.27. Оптическая схема эксперимента: 1 – титан-сапфировая лазерная система, 2 – пластинка, 3 - сферическое зеркало, 4 – измеритель энергии, 5 - тонкая (150 мкм) кварцевая пластинка, 6 – электроды, 7 – осциллограф, 8 – линейка

В том случае, когда до старта филамента еще далеко, интенсивность лазерного импульса невысока и набега фазы в тонкой пластинке не достаточно для начала филаментации. Если в результате самофокусировки в воздухе интенсивность лазерного импульса приближается к филаментационной, то даже в небольшой толщине тонкой пластины набега фазы становится достаточно для возникновения филаментации, что в свою очередь приводит к образованию легко регистрируемого суперконтинуума. Поскольку для кварца и воздуха значения нелинейного показателя преломления отличаются на три порядка, погрешность этого метода определения старта филамента можно оценить, как увеличенную на три порядка толщину пластинки. Поэтому применяемая в экспериментах кварцевая пластинка толщиной 150 мкм давала погрешность определения начала филамента около 15 см. Вертикальные линии на Рис.4.28 отмечают положение старта филамента, которое определялось этим методом.

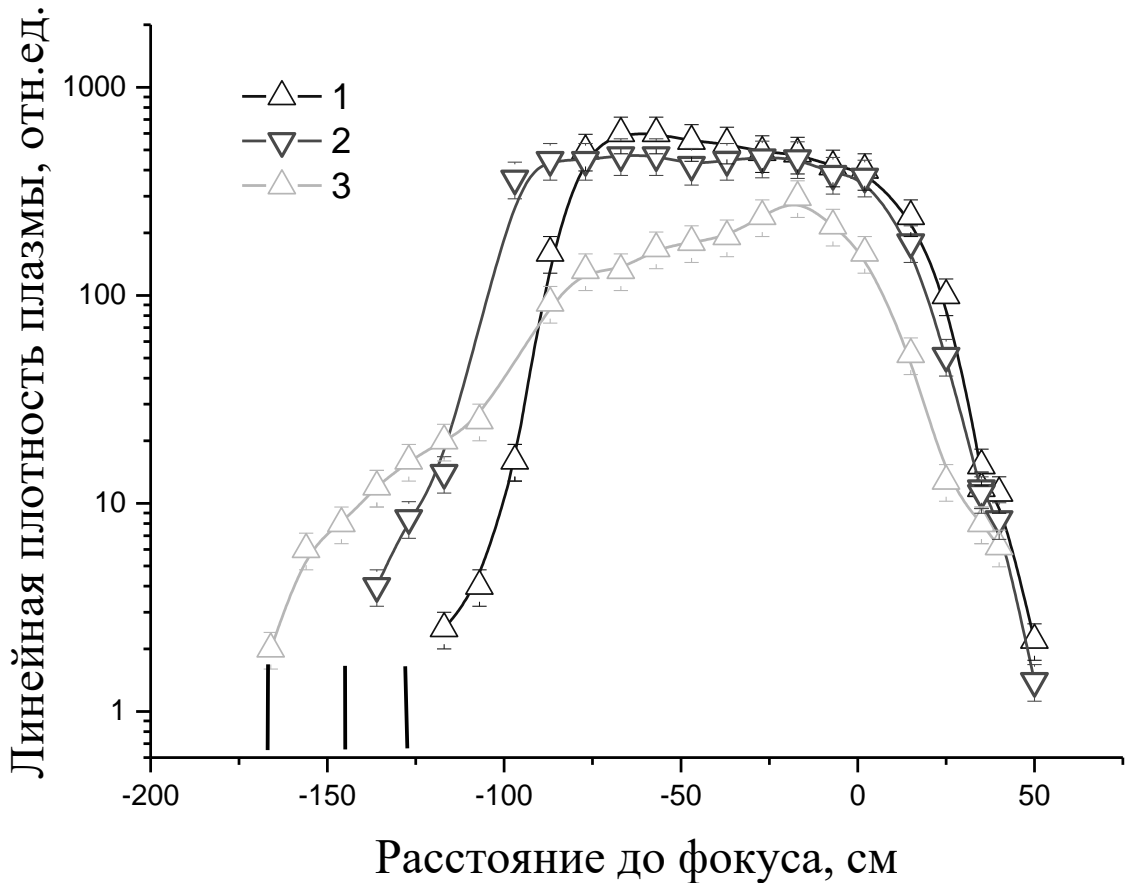


Рис.4.28. Зависимости распределения линейной плотности плазмы вдоль оптической оси для импульсов, прошедших пластинок различной толщины: 1) 0 мм, 2) 4.5 мм, 3) 10.5 мм. 0 – соответствует положению геометрической перетяжки. Вертикальные линии отмечают начало филамента, определяемое с помощью тонкой пластины.

На Рис.4.28 показаны распределения линейной плотности плазменных каналов, возникающих при филаментации лазерных импульсов прошедших через кварцевую пластинку различной толщины. Эти распределения были получены с помощью электродной системы (подробнее см. Главу 2). Появление электрического сигнала, которое определялось возникновением плазменного канала, хорошо коррелировало со стартом филаментации, определяемым с помощью тонкой пластины. Так же, как и в случае коллимированного излучения, наличие даже тонкой кварцевой пластины в оптическом тракте приводило к более раннему началу филаментации. Стоит отметить, что присутствие пластины не оказывало влияния на завершение филамента. Такое влияние кварцевой пластины обусловлено тем, что в пластинке происходит значительный нелинейный набег

фазы в приосевой части импульса для наиболее интенсивных временных слоев. Поэтому самофокусировка именно этих слоев, которая определяет начало филаментации, происходит существенно раньше. В то же время, нелинейный набег фазы для наименее интенсивных временных слоев импульса при распространении в кварцевой пластинке отсутствует. Поэтому наличие пластинки не оказывает на эти слои влияния, их фокусировка происходит вблизи геометрической перетяжки, что и определяет положение завершения филаментации. В этих экспериментах наличие в оптическом тракте импульса пластинки толщиной 10.5 мм приближало начало филаментации почти на 40 см, при этом общая протяженность плазменного канала увеличивалась примерно на 25% (Рис.4.28).

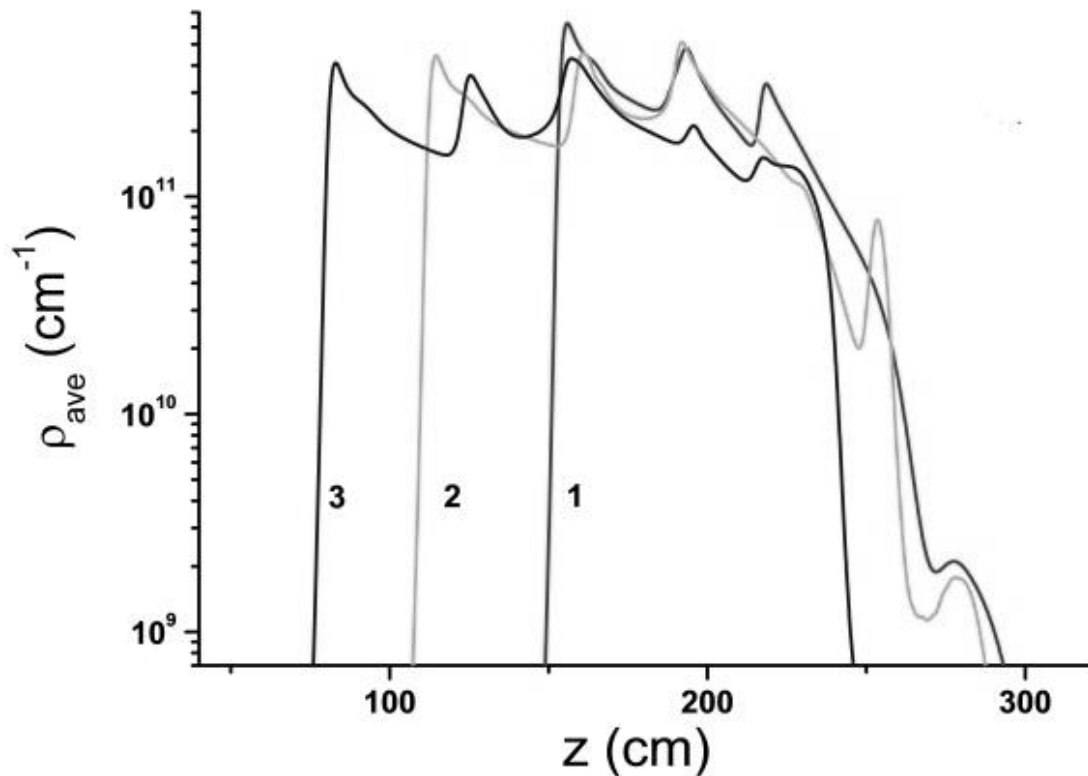


Рис. 4.29. Распределение линейной плотности плазмы, возникающее при филаментации импульса, прошедшего через пластинки различной толщины:

1) 0 мм, 2) 4.5 мм, 3) 10.5 мм.

Расчет проведен А.А.Дергачевым, В.П.Кандидовым и С.А.Шленовым.

Для описанных выше условий было проведено численное моделирование распространения и филаментации лазерных импульсов. В расчетах учитывался

нелинейный набег фазы импульса. Численно решалась система уравнений для медленно изменяющейся амплитуды поля, описывающая плазменную и керровскую нелинейности, дисперсию среды, дифракцию импульса, а также фотоионизацию среды (Дергачев и др., 2013). Результаты расчетов показаны на Рис.4.29. Периодический рост концентрации электронов в распределении плотности обусловлен рефокусировкой лазерного импульса. Результаты измерений и численных расчетов находятся в хорошем качественном согласии.

### **Выводы по главе**

Проведено экспериментальное исследование влияния искажений пучка, которые могут вноситься оптическими элементами, доставляющими сходящийся лазерный пучок на объект обработки, на филаментацию в воздухе. При этом экспериментально исследована возможность изменения протяженности плазменного канала, генерируемого при филаментации сходящихся лазерных пучков, с помощью амплитудной или фазовой модуляции поперечного профиля. Такая модуляция осуществлялась с помощью апертурных диафрагм различной формы; добавочной сферической абберации, вносимой с помощью адаптивного зеркала; добавочной астигматической абберации; нелинейным набегом фазы при прохождении конденсированного прозрачного диэлектрика.

Применение апертурных диафрагм показало, что плазменный канал наибольшей протяженности образуют лазерные пучки с треугольной или круговой диафрагмой. При этом наибольшей длиной до линейной перетяжки обладает плазменный канал, возникающий при филаментации сегментированного пучка. Отмечено, что для гауссова профиля интенсивности пучка, несмотря на большую энергию в импульсе, филаментация начинается ближе к линейной перетяжки, чем диафрагмированные пучки.

Добавление сферической абберации в волновой фронт пучка при филаментации сходящихся УФ и ИК пучков приводило к увеличению протяженности плазменного канала. В экспериментах внесение сферической абберации с максимально возможной амплитудой вело к более, чем двукратному удлинению канала, при этом электронная плотность уменьшалась.

Наличие астигматической аберрации также приводило к увеличению длины плазменного канала. При филаментации сходящегося пучка увеличение степени астигматизма вело к увеличению общей протяженности плазменного канала, при этом наблюдалось появление двух ярко-выраженных максимумов, соответствующих положениям сагиттального и меридионального фокусов. В экспериментах при фокусном расстоянии зеркала 0.25 м и угле поворота  $45^\circ$  было получено максимальное (почти в два раза) удлинение плазменного канала. Уменьшение числовой апертуры лазерного пучка вело к снижению влияния астигматизма на общую протяженность плазменного канала.

Экспериментально продемонстрировано, при прохождении лазерного импульса через прозрачную плоскопараллельную пластину (конденсированную среду) в импульсе происходит нелинейный набег фазы, который оказывает существенное влияние на последующую самофокусировку и филаментацию такого импульса в воздухе. После прохождения такой пластины филаментация и самофокусировка начинаются значительно раньше, при этом толщина пластинки не влияет на завершение филаментации, которое определяется геометрической перетяжкой. Наибольшее увеличение длины плазменного канала в этих экспериментах составляло 30%.

## **Глава 5. Ионизация газов при воздействии мощных ультракоротких лазерных импульсов**

При лазерной обработке многие технологические процессы проводятся в газовой атмосфере. Это могут быть как нормальные условия (воздух при атмосферном давлении), так и инертные газы – аргон, азот и др. При распространении в таких газах высокоинтенсивного сходящегося лазерного пучка возможна их ионизация даже при мощностях существенно меньших, чем критическая мощность самофокусировки, т.е. при отсутствии филаментации. Между тем, присутствие плазмы может существенно изменить условия лазерной обработки. Поэтому в Главе 5 рассматриваются процессы ионизации различных газов ультракороткими УФ и ИК лазерными импульсами в широком диапазоне интенсивностей вплоть до значений, наблюдаемых при филаментации ( $\sim 5 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> для ИК и  $\sim 2 \cdot 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> для УФ диапазонов). В исследовании применяются два взаимодополняющих метода изучения взаимодействия лазерного излучения с газами: оптоакустический и оптогальванический. Описывается оптоакустическое оборудование, т.к. в других главах оно не используется.

### **5.1. Кювета (ячейка) для оптоакустических и оптогальванических исследований**

В экспериментах по исследованию поглощения УФ (248 нм) и ИК (740 нм) фемтосекундных лазерных импульсов использовалась конструкция оптоакустической (ОА) ячейки (Козлов В.С. и др., 2002; Киселев А.М. и др., 2006) с концентратором акустического сигнала. Схема и общий вид ОА ячейки (ОА детектора) представлены на Рис.5.1,а и Рис.5.1,б, соответственно. ОА детектор был предоставлен Б.А.Тихомировым (ИОА СО РАН), эксперименты с детектором проводились при его непосредственном участии.

Корпус детектора выполнен в виде цилиндрической ячейки из нержавеющей стали диаметром 200 мм и длиной 250 мм. Для ввода и вывода лазерных импульсов на торцевых фланцах ячейки располагаются тонкие прозрачные окна, изготовленные из MgF<sub>2</sub>. В оптико-акустическом детекторе оптическая ось совмещается с фокальной осью параболического цилиндра (на Рис.5.1 сверху). Длина цилиндра составляла 150 мм, а фокусное расстояние - 10 мм. Импульс давления, генерируемый в результате взаимодействия лазерного импульса и

газовой среды, имеет цилиндрический волновой фронт. После отражения от поверхности параболического цилиндра импульс давления с уже плоским фронтом направляется на параболоид вращения. Фокусное расстояние этого параболоида составляет 100 мм, его ширина - 114 мм, а длина 150 мм (на Рис.5.1 снизу). Акустический микрофон, который располагается в фокусе параболоида вращения, регистрирует интегральный по всей области взаимодействия (в результате фокусировки зеркал акустического концентратора) импульс давления.

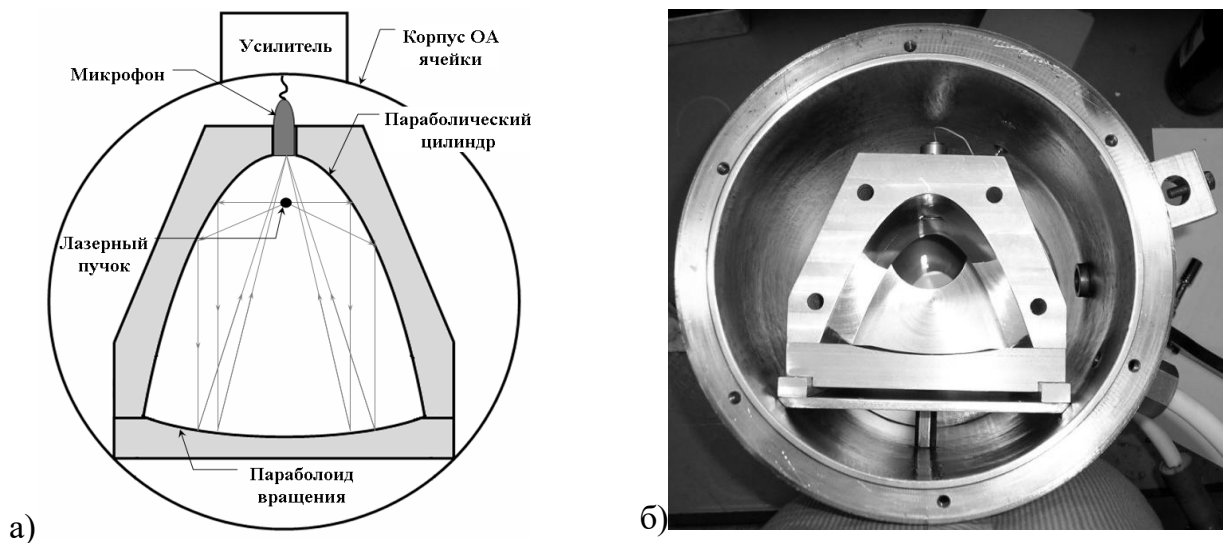


Рис 5.1. ОА детектор с параболическим акустическим концентратором:

а) схема, б) общий вид.

Сигнал, полученный акустическим микрофоном, усиливался широкополосным электронным усилителем (коэффициент усиления  $\sim 1000$ ), который располагался в экранированном корпусе на внешней стороне ОА ячейки. Регистрация усиленного сигнала осуществлялась цифровым осциллографом Tektronix 2012. На рис. 5.2 представлена характерная форма электрического сигнала, полученная ОА детектором с параболическим акустическим концентратором.

На осциллограмме видны три импульса, регистрируемые микрофоном: первый по времени импульс (1) с амплитудой  $U_{пр}$  появляется при прямом воздействии импульса давления, распространяющегося из области взаимодействия, на микрофон; второй более слабый импульс (2) появляется с задержкой  $\sim 55 \cdot \mu\text{с}$  и соответствует импульсу давления, отраженному от поверхности параболоида вращения; третий (3) импульс с амплитудой  $U_{отр}$  появляется еще с некоторой



(~5 мс) задержкой и соответствует импульсу давления, отраженному от поверхности параболического цилиндра и затем сфокусированному на микрофон парабоолоидом вращения. Для расширения динамического диапазона ОА детектора, можно измерять либо амплитуду прямого сигнала  $U_{пр}$ , либо амплитуду отраженного сигнала  $U_{отр}$ , в зависимости от величины поглощения. Таким образом, чувствительность ОА детектора может быть увеличена примерно в 5 раз (соотношение  $U_{отр}/U_{пр}$ ) с помощью применения акустического концентратора. Чувствительность ОА детектора, измеренная в результате калибровочных экспериментов, составляла  $\alpha = 1.3 \cdot 10^6$  и  $1,4 \cdot 10^7$  В·см·Дж<sup>-1</sup>, при использовании микрофонов МК-301 и МК-221, соответственно, и диаметре лазерного пучка ~3 мм. Пороговая чувствительность ОА детектора при поглощении одиночного лазерного импульса с энергией  $E = 1$  мДж и уровне шума ОА детектора  $U_{ш} = 5$  мВ составляла  $k_{мин} = 3,8 \cdot 10^{-6}$  и  $3,6 \cdot 10^{-7}$  см<sup>-1</sup>, при использовании разных микрофонов, соответственно.

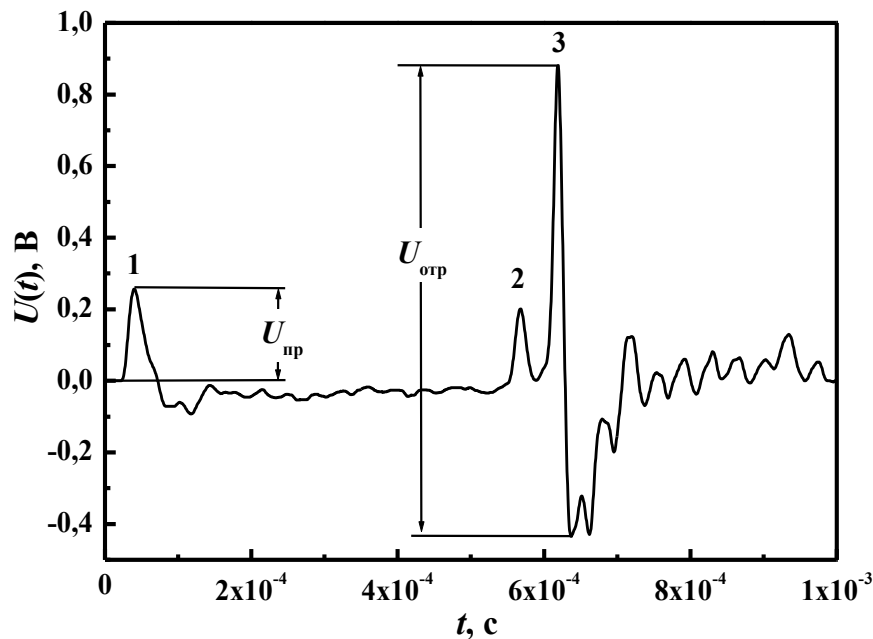


Рис 5.2. Осциллограмма сигнала ОА детектора, оснащенного микрофоном МК-221, с параболическим акустическим концентратором

Измерение давления газов производилось вакуумметром DVR-5 (Vacuubrand) с помощью встроенного в ячейку емкостного датчика VSK-5. Отметим, что прибор позволяет измерять давление газов с точностью  $\pm 0,1$  мбар в области 0,1–9,9 мбар и с точностью  $\pm 1$  мбар в области 10–1000 мбар. Перед измерениями ячейка откачивалась до остаточного давления ~ 0.05 мбар, “промывалась” исследуемым

газом, и только после этого в ячейку напускался газ при необходимом давлении. В экспериментах применялись чистые газы (не хуже 99.9%). При проведении оптогальванических измерений (ОГ) применялись сферические алюминиевые электроды диаметром 20 мм с межэлектродным зазором 2 мм, которые располагались внутри той же самой газовой ячейки (подробное описание методики см. в Главе 2).

## 5.2. Экспериментальные результаты

### 5.2.1. ИК импульсы

Проведенные эксперименты были направлены на исследование ионизации газов. Как было показано в работе (Kapitanov V.A. et al., 1996), в таких условиях акустический микрофон помимо сигнала давления регистрирует паразитный ОГ сигнал, обусловленный наличием заряженных частиц. Поэтому в экспериментах для надежной регистрации ОА сигнала перед микрофоном размещались экранирующие сетки, что при давлениях более 50 мбар позволило практически полностью устранить ОГ сигнал.

Интересно рассмотреть поведение этого паразитного ОГ сигнала, непосредственно связанного с ионизацией газа, в зависимости от давления для разных газов. На Рис.5.3 представлены зависимости амплитуды, регистрируемой при поглощении лазерного импульса с центральной длиной волны  $\lambda = 744$  нм и от давления газа для кислорода, азота и атмосферного воздуха. Энергия импульсов в этом эксперименте составляла  $E = 2.2$  мДж, что без учета самофокусировки и рассеяния излучения на образующейся плазме соответствовало интенсивности  $\sim 500$  ТВт/см<sup>2</sup>. В области давлений 100 – 1000 мбар наблюдалось слабое изменение амплитуды ОГ сигнала, связанное с филаментацией излучения. На это указывает то, что в указанной области давлений (100-1000 мбар) при заданной мощности импульса на выходе ячейки наблюдалась характерная коническая структура основного излучения, его третья гармоника и генерация суперконтинуума (уширение спектра) – нелинейные явления, характерные для филаментации. В общем случае, уменьшение давления газа (уменьшение количества частиц, взаимодействующих с излучением) приводит к увеличению критической мощности самофокусировки.

В наших условиях при давлениях менее  $\sim 100$  мбар для импульсов такой мощности самофокусировка уже не возникала и, как следствие, филаментация не наблюдалась. При дальнейшем уменьшении давления от 100 мбар до 3-5 мбар амплитуда ОГ сигнала увеличивалась более чем на 2 порядка. Дальнейшее уменьшение давления приводило к снижению амплитуды, поскольку уменьшалось полное количество частиц, взаимодействующих с излучением. Т.е. при давлении около 3 мбар происходит полная ионизация, что позволяет оценить плотность плазмы на уровне  $\sim 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ .

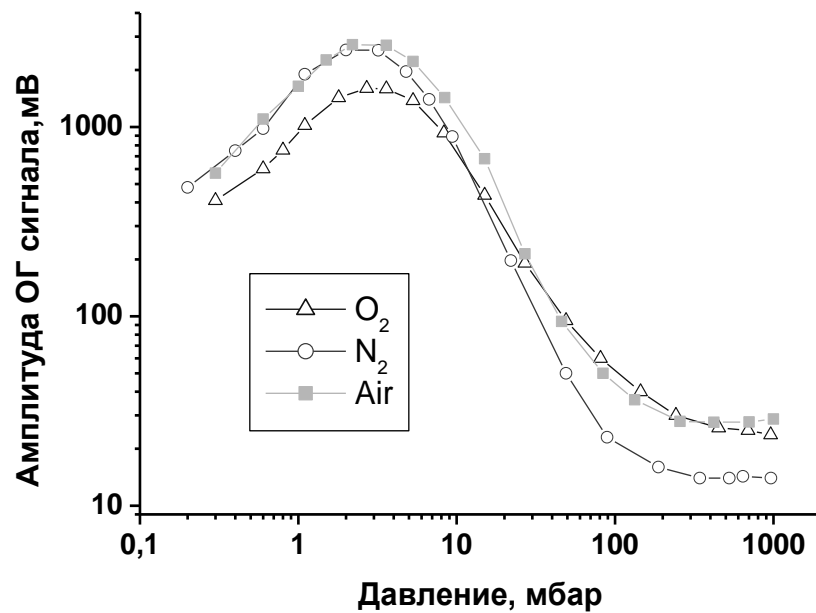


Рис. 5.3. Зависимость амплитуды ОГ сигнала от давления атмосферного воздуха, азота, кислорода. Энергия лазерного импульса  $E = 2.2$  мДж (интенсивность  $\sim 500$  ТВт/см<sup>2</sup>, без учета самофокусировки и рассеяния на плазме),  $\lambda = 744$  нм,  $\tau = 100$  фс.

Оценку плотности плазмы можно провести и из сопоставления сигналов, полученных для воздуха, азота и кислорода. Так при давлениях более нескольких десятков миллибар амплитуда ОГ сигнала, полученного в воздухе, практически совпадает с амплитудой ОГ сигнала в кислороде. При давлениях менее нескольких миллибар этот сигнал совпадает с сигналом в азоте. Такое поведение, по-видимому, связано с тем, что при атмосферном и слегка пониженном давлении вероятность ионизации кислорода (потенциал ионизации 12.07 эВ) выше, чем ионизации азота (потенциал ионизации 15.58 эВ). При существенном уменьшении давления количество молекул кислорода уменьшается, и энергии импульса

начинает хватать для ионизации азота. В эксперименте амплитуда ОГ сигнала, полученного в воздухе, начинает отличаться от амплитуды сигнала в кислороде при давлениях  $\sim 20$  мбар. Отсюда, предполагая полную ионизацию оставшихся молекул кислорода, можно сделать оценку плотности плазмы, которая составляет  $\sim 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Поскольку энергия импульса и условия фокусировки не изменялись, то можно предположить, что при атмосферном давлении плотность плазмы составит такую же величину, что неплохо согласуется с результатами, описанными выше и в Главе 3.

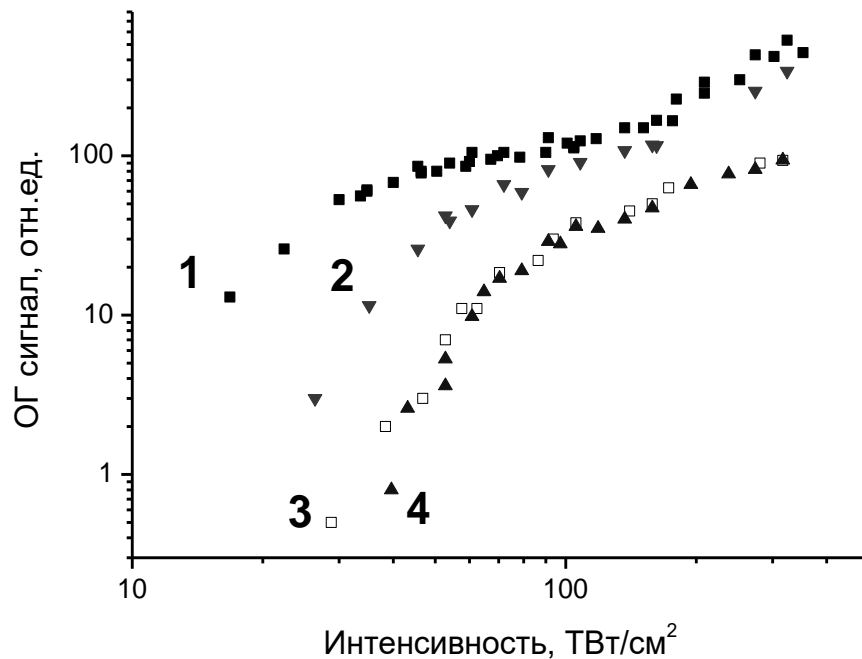


Рис.5.4. Зависимость амплитуды ОГ сигнала для разных газов от интенсивности ИК лазерных импульсов.

1 – ксенон, 2 – криптон, 3 – аргон, 4 – азот.

Основные результаты измерений параметров ионизации в аргоне, криптоне, ксеноне и азоте в широкой области изменения интенсивности фемтосекундного излучения 744 нм были получены с помощью ОГ метода (два полусферических электрода). Результаты измерений амплитуды ОГ сигнала в зависимости от интенсивности фемтосекундных лазерных импульсов для ксенона, криптона, аргона, и азота представлены на Рис. 5.4. Чтобы устранить эффекты самофокусировки лазерного излучения и его рассеяния на образующейся плазме эксперименты проводились при давлении газов около 3 мбар.

Для всех исследуемых газов при интенсивностях лазерного импульса 30 – 70 ТВт/см<sup>2</sup> наблюдалось резкое уменьшение фотонности процесса ионизации (степенная зависимость вероятности ионизации  $W$  от интенсивности поля  $I$ :  $W \sim I^k$ , где  $k$  – степень фотонности). Рассмотрим несколько возможных причин такого поведения. В работе (Келдыш Л.В., 1965) впервые было продемонстрировано, что при ионизации атомов оптическим излучением возможна реализация двух предельных случаев: многофотонная и туннельная ионизация. Какой из этих процессов преобладает определяется параметром адиабатичности Келдыша:

$$\gamma = \frac{\omega \sqrt{2mU_p}}{eE}, \quad (5.1)$$

где  $U_p$  – потенциал ионизации атома,  $m$  и  $e$  – масса и заряд электрона, соответственно,  $\omega$  и  $E$  – частота и амплитуда напряженности электромагнитной волны. В случае, когда  $\gamma \gg 1$  преобладает процесс многофотонной ионизации, если  $\gamma \ll 1$  ионизация происходит туннельным образом. Для реализованных экспериментальных условий (энергия кванта  $\sim 1.5$  эВ) в диапазоне интенсивностей  $\sim 30 - 300$  ТВт/см<sup>2</sup> параметр Келдыша принимает значения  $\sim 1.8-0.6$ , т.е. близко к единице. Таким образом, в описываемом случае происходит конкуренция процессов многофотонной и туннельной ионизации. Такая конкуренция хорошо объясняет тот факт, что максимальная наблюдаемая степень фотонности в эксперименте составляет 4, в то время как, например, для потенциала ионизации  $\sim 15$  эВ должна быть около 10. Однако плавное незначительное изменение параметра Келдыша не может приводить к столь резкому изменению степени  $k$ .

В тоже время, современные исследования по взаимодействию атома с высокими и сверхвысокими электромагнитными полями показывают, что при увеличении интенсивности поля возможна так называемая стабилизация атома, при этом вероятность ионизации такого атома может даже уменьшаться при увеличении интенсивности. Теоретически такое поведение было предсказано в работах (Fedorov M.V. et al., 1998; Pont M. and Gavrila M., 1990), а экспериментальное подтверждение такому поведению было приведено в работах (Hoogenraad J.H. et al., 1994; van Druten N.J. et al., 1997). В работе (Волкова Е.А. и др., 2006) проводился численный расчет вероятности ионизации атома водорода в низкочастотных (по сравнению с потенциалом ионизации) сильных

электромагнитных полях. Расчет осуществлялся методом прямого численного интегрирования нестационарного уравнения Шредингера.

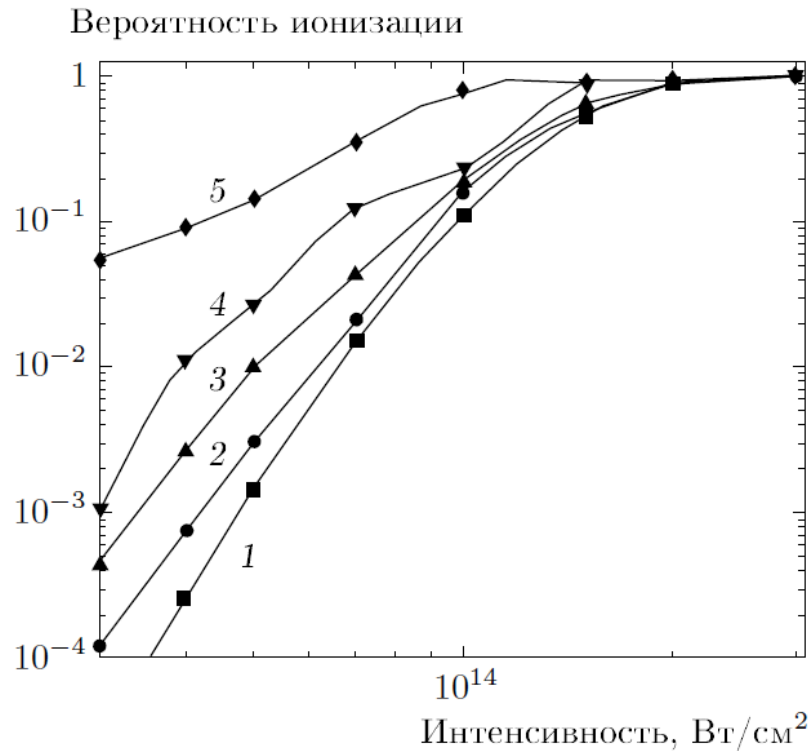


Рис.5.5. Вероятности ионизации атома водорода в основном состоянии в зависимости от интенсивности лазерного излучения. Энергия кванта лазерного поля: 1 – 0.5, 2 – 1.0, 3- 1.5, 4 – 2.0, 5 – 4.0 эВ (из работы (Волкова Е.А. и др., 2006)).

На Рис.5.5 показан один из графиков, приведенных в статье (Волкова Е.А. и др., 2006). На первый взгляд, наблюдается неплохое качественное согласие с экспериментальными данными, показанными на Рис.5.4. Однако, для энергии кванта  $\sim 1.5$  эВ (кривая 3 на Рис.5.5), степень фотонности при интенсивностях менее  $100 \text{ ТВт/см}^2$  составляет около 6, а стабилизация происходит при интенсивностях ( $150\text{-}200 \text{ ТВт/см}^2$ ) в два раза выше, чем экспериментально наблюдалось для азота и аргона и более чем в пять раз для ксенона. Таким образом, наблюдаемое уменьшение степени фотонности не может быть объяснено стабилизацией атома в сильном электромагнитном поле.

С другой стороны, если предположить, что такое резкое изменение степени фотонности связано с полной ионизацией газа, то концентрация электронов при давлении около 3 мбар составит  $\sim 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Эта величина хорошо согласуется с данными, полученными из анализа Рис.5.3 и в Главе 3. Отличие в величине интенсивности для разных газов, при которой наблюдается изменение степени

фотонности, по-видимому, связано с различием потенциала ионизации:  $U_p^{Xe} = 12.1$ ,  $U_p^{Kr} = 13.99$ ,  $U_p^{Ar} = 15.76$ ,  $U_p^{N_2} = 15.58$  эВ.

### 5.2.2. УФ импульсы

Далее рассмотрим ионизацию газов при взаимодействии с УФ (длина волны 248 нм, энергия кванта 5 эВ) лазерными импульсами. Стоит отметить, что для такой длины волны параметр адиабатичности Келдыша даже для довольно высоких интенсивностях больше единицы. Например, при  $I = 100$  ТВт/см<sup>2</sup>  $\gamma \approx 2$ , т.е. вплоть до нескольких сотен ТВт/см<sup>2</sup> процесс ионизации происходит в многофотонном режиме.

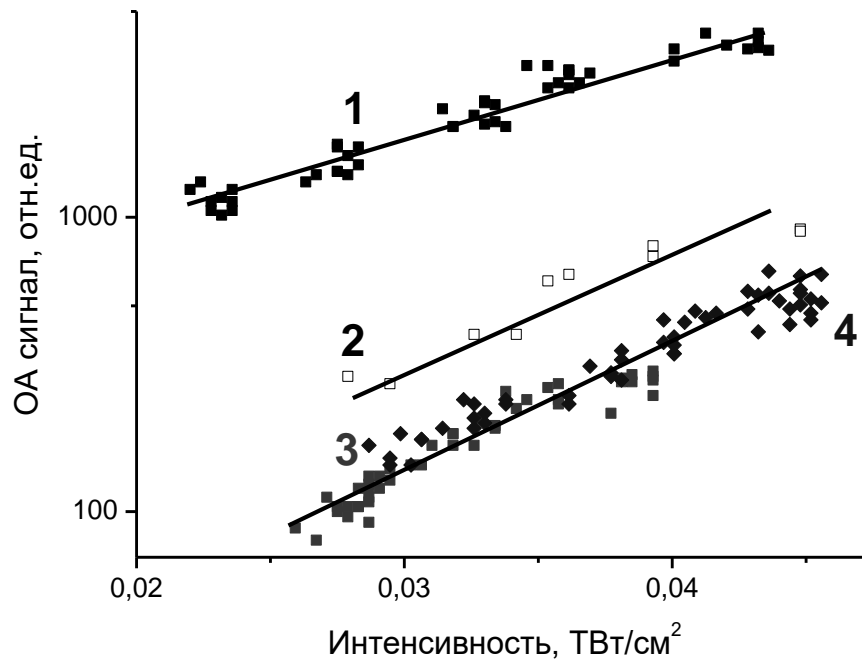


Рис.5.6. Зависимости ОА сигнала от интенсивности УФ лазерного импульса, полученные при атмосферном давлении для

(1) – атмосферного воздуха, (2) – осушенного воздуха, (3) – азота, (4) – кислорода.

На Рис.5.6 показаны зависимости ОА сигналов от интенсивности, полученные при поглощении УФ лазерных импульсов (длина волны 248 нм, энергия кванта 5 эВ) в разных газах при атмосферном давлении. В этих экспериментах лазерный импульс «поджимался» сферическим зеркалом с фокусным расстоянием 1 м. Микрофон ОА детектора располагался на расстоянии 45 см от фокусирующего зеркала. Таким образом, интенсивность импульса перед микрофоном

увеличивалась в этих экспериментах вплоть до  $\sim 0.05$  ТВт/см<sup>2</sup>, при этом филаментация не возникала. Степень процесса поглощения лазерных импульсов атмосферным воздухом (кривая 1) составлял  $k = 2$ . Интересно отметить, что для основных составляющих воздуха - кислорода и азота степень нелинейности процесса составляла  $k = 3$ . Также было отмечено, что акустический сигнал, полученный при поглощении излучения в атмосферном воздухе, был почти на порядок больше, чем в азоте и кислороде. Такое поведение с одной стороны может быть объяснено резонансной многофотонной ионизацией кислорода (Zvorykin V. D. et al., 2012) (в англоязычной литературе встречается термин REMPI - resonance enhanced multi-photon ionization), которая включает в себя двух-фотонное возбуждение промежуточных долгоживущих 3s ридберговских уровней (Ogorzalek L. R. et al., 1989; Katsumata S. and Kimura K., 1992; Yokelson R. J. et al., 2012) и последующую одноквантовую ионизацию (2+1). С другой стороны, в атмосферном воздухе помимо азота и кислорода присутствуют другие газы, например, пары воды. Поскольку энергия диссоциации молекулы воды составляет около 5 эВ, то УФ кванты, воздействуя на молекулу, могут приводить к эффективной диссоциации. В этом случае механизм образования звуковой волны, регистрируемой ОА датчиком, будет существенно отличаться от звуковой волны, образующейся вследствие ионизации газа. В результате уровень регистрируемого сигнала при диссоциации газа будет значительно выше, что и наблюдалось (Рис.5.6). Для прояснения этого момента, был проведен эксперимент с поглощением УФ импульсов в осушенном воздухе. В этих экспериментах при напуске в ячейку атмосферный воздух проходил через криогенную ловушку (осуществлялось осушение воздуха). На Рис.5.6 (кривая 2) показано, что степень нелинейности поглощения УФ импульсов молекулами осушенного воздуха составляла  $k = 3$  (экспериментальные данные кривой 2 по вертикали совпадали с данными для азота и кислорода, поэтому для более явного прочтения рисунка, данные кривой 2 на Рис.5.6 были искусственно подняты). Таким образом, результаты проведенных экспериментов показали, что УФ излучение эффективно взаимодействует с водяными парами, присутствующими в воздухе.



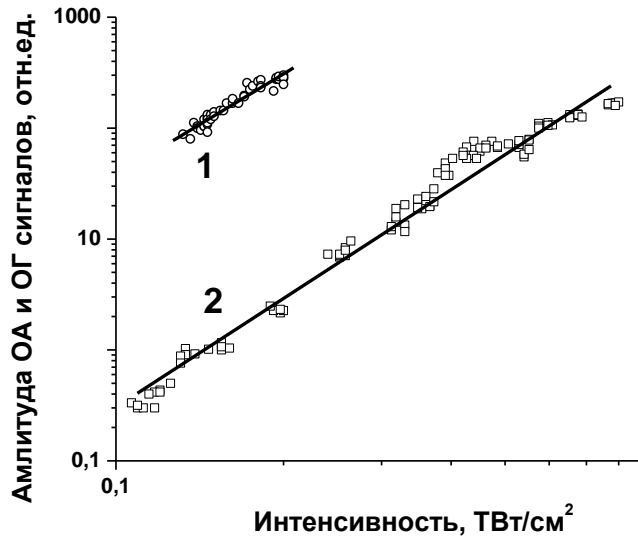


Рис.5.7. Зависимости ОА (1) и ОГ (2) сигналов в азоте атмосферного давления от интенсивности УФ лазерного импульса. Показатель нелинейности у кривой (1)  $3.0 \pm 0.1$ , у кривой (2) –  $3.3 \pm 0.1$ .

Стоит отметить, что потенциал ионизации азота составляет 15.58 эВ, то есть при величине УФ кванта 5 эВ, нелинейность процесса ионизации азота должна составлять  $k = 4$ . Однако, в наших экспериментах вплоть до интенсивностей  $\sim 1$  ТВт/см<sup>2</sup>, ионизация азота происходила по кубическому закону. Причем такая зависимость степени фотонности от интенсивности наблюдалась в независимых экспериментах по регистрации как ОА (кривая 1), так и ОГ (кривая 2) сигналов (Рис.5.7, см. также Рис.5.6, кривая 3). Следует отметить, что наблюдение нецелочисленного значения показателя нелинейности, связано, по-видимому, с усреднением регистрируемого сигнала по объеме ионизируемой области, где локальные значения интенсивности лазерного импульса неодинаковы. По-видимому, в данном случае ионизация азота происходит по схеме резонансной многофотонной ионизации (3+1). В этом случае происходит трехфотонное возбуждение высоко-лежащих ридберговских состояний  $b^1\Pi_u$ ,  $b'^1\Sigma_u^+$ ,  $c^1\Pi_u$ ,  $c'^1\Sigma_u^+$  и  $o^1\Pi_u$  молекулы азота (Lofthus A. and Krupenie P.H., 1997) относительно широкополосным ( $h\nu = 5 \pm 0.02$  эВ) лазерным импульсом. Механизм такого процесса обсуждался в, например, работах (Guthrie J. A. et al., 1990; Vominaar J. et al., 2007). Затем, происходит быстрая одноквантовая фотоионизация уже возбужденной молекулы.

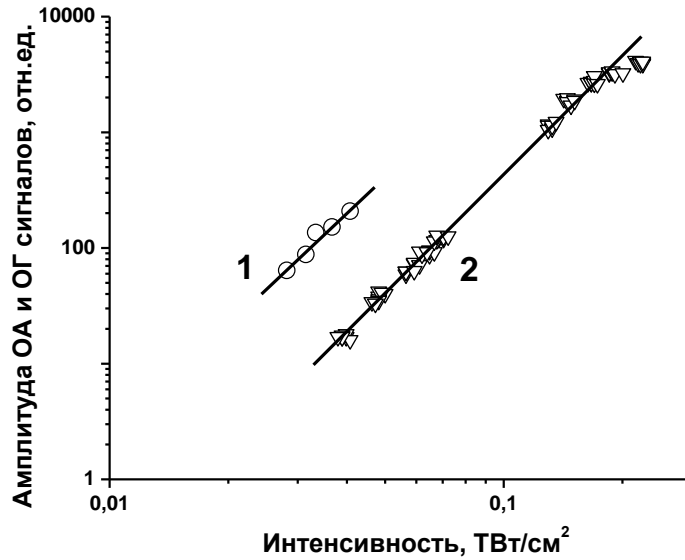


Рис.5.8. Зависимости ОА (1) и ОГ (2) сигналов в аргоне атмосферного давления от интенсивности УФ лазерного импульса. Показатель нелинейности у кривой (1)  $3.2 \pm 0.4$ , у кривой (2) –  $3.3 \pm 0.1$ .

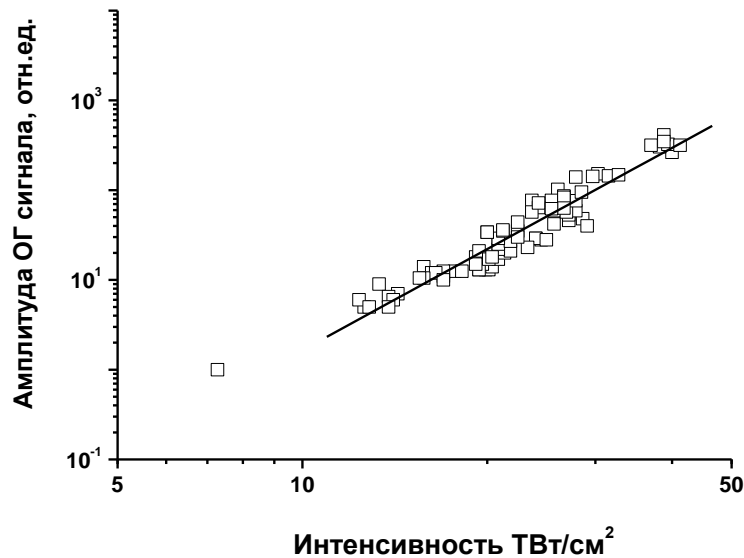


Рис.5.9. Зависимость ОГ сигнала в азоте атмосферного давления от интенсивности УФ лазерного импульса. Показатель нелинейности у кривой  $k = 3.7 \pm 0.1$ .

Эксперименты, проведенные с аргоном (Рис.5.8), также показали зависимость близкую к кубической от интенсивности вплоть до  $\sim 0.3 \text{ ТВт/см}^2$  (потенциал ионизации аргона составляет 15.76 эВ). По-видимому, здесь мы имеем механизм ионизации, сходный с ионизацией азота (3+1): трехквантовое возбуждение высоко-

лежащего ридберговского состояния  $4d'[5/2]$ ,  $J=3$  (энергия уровня 4.972 эВ (Uiterwaal C.J.G.J. et al., 1998)) с последующей одноквантовой ионизацией. Таким образом, при интенсивностях УФ импульсов менее  $\sim 1$  ТВт/см<sup>2</sup>, в аргоне и азоте преобладает механизм резонансной многоквантовой ионизации (3+1).

Дальнейшее увеличение интенсивности УФ лазерных импульсов (вплоть до нескольких десятков ТВт/см<sup>2</sup>) приводило к изменению степени фотонности ионизации как азота, так и аргона до 4, т.е. наблюдалась прямая четырехфотонная нерезонансная ионизация газов (Рис. 5.9-10). По-видимому, при таких величинах поля  $E_{\text{las}}$  оказываются существенны штарковские сдвиг и расщепление фотовозбуждаемых высоколежащих ридберговских уровней, а также пондеромоторный сдвиг потенциала ионизации в переменном, линейно поляризованном электрическом поле напряженностью  $E_{\text{las}}$  и частотой  $\omega$  имеет: (Uiterwaal C.J.G.J. et al., 1998; Freeman R.R. and Bucksbaum P.H., 1991)

$$\delta\varepsilon_{\text{PM}} = \frac{e^2 |E_{\text{las}}|^2}{4m_e \omega^2} = \frac{e^2 I}{2c\varepsilon_0 m_e \omega^2}, \quad (5.2)$$

где  $e$  и  $m_e$  – заряд и масса электрона. Другие эффекты, связанные со сдвигом потенциала ионизации – локализация зарядов в слабоионизованной, разреженной плазме в результате плазменного экранирования на длине порядка дебаевского радиуса и межчастичных соударений на микронной длине свободного пробега дают незначительные добавки к его величине. Величина штарковского сдвига для ридберговских уровней  $\varepsilon_n$  (главное квантовое число  $n$ ) с учетом динамической поляризуемости атомов аргона или молекул азота  $\chi^{(1)}(\omega, \omega)$  в первом порядке теории возмущений имеет вид (Делоне Н.Б., Крайнов В.П., 1978):

$$\delta\varepsilon_n^{(1)}(E_{\text{las}}) = \varepsilon_n(E_{\text{las}}) - \varepsilon_n(0) \approx \chi^{(1)}(\omega, \omega) \langle E_{\text{las}} \rangle^2 \approx \sum_m \frac{|z_{nm}|^2 E_{\text{las}}^2}{(\omega_{mn} - \omega) + (\omega_{mn} + \omega)}, \quad (5.3)$$

Суммирование ведется по всем  $m$ , которые дипольно связаны с состоянием  $n$ , и разностью энергий  $\hbar\omega_{mn} = \varepsilon_m - \varepsilon_n$ . Динамическая поляризуемость для ридберговских состояний при увеличении  $n$  быстро возрастает, достигая величины  $\chi^{(1)}(\omega, \omega) \sim 10^{-29} \text{ м}^3$  (Радциг А.А., Смирнов Б.М., 1986), что для лазерного импульса с интенсивностью  $I \sim 0.1 - 1$  ТВт/см<sup>2</sup> достаточно, чтобы сдвинуть ридберговские уровни аргона или азота вверх на  $\delta\varepsilon_n^{(1)} \sim 0.1$  эВ и вывести из промежуточного трехфотонного резонанса (Делоне Н.Б., Крайнов В.П., 1978) даже с учетом

относительно широкой полосы лазерного спектра. В результате, возникает необходимость в поглощении дополнительного УФ фотона для ионизации. При этом процесс ионизации становится четырех квантовым, т.е. нерезонансным.

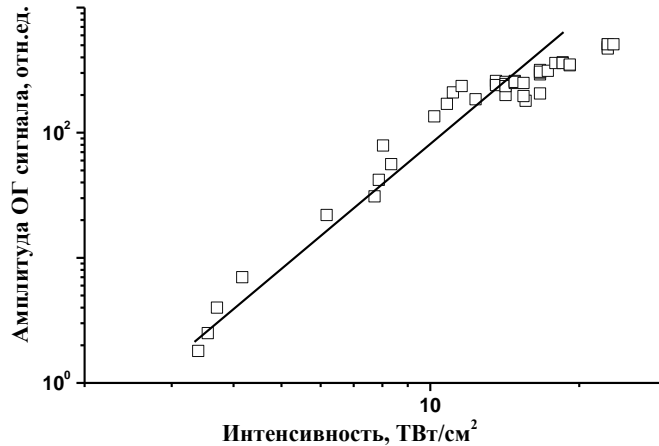


Рис.5.10. Зависимость ОΓ сигнала в аргоне атмосферного давления от интенсивности УФ лазерного импульса. Показатель нелинейности у кривой  $k = 3.8 \pm 0.15$ .

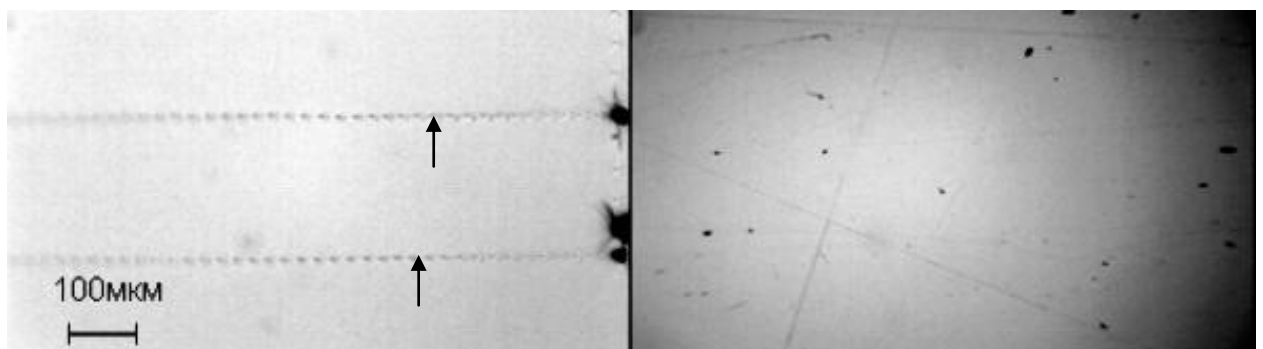
### Выводы по главе

В Главе 5 методами оптоакустики и оптогальваники были исследованы особенности ионизации различных газов ультракороткими лазерными импульсами УФ и ИК диапазонов. Оценки, выполненные по анализу данных, полученных при исследовании ионизации ИК импульсами азота, кислорода и воздуха при различном давлении, показали, что при интенсивности около  $5 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> ионизируется  $\sim 5 \cdot 10^{17}$  молекул. Показано, что изменение степени фотонности при ионизации различных газов (ксенон, криптон, аргон, азот), находящихся при пониженном давлении, связано с полной однократной ионизацией частиц. Продемонстрировано, что при относительно низкой интенсивности импульсов ( $I < 0.05$  ТВт/см<sup>2</sup>) в атмосферном воздухе УФ лазерные импульсы эффективно взаимодействуют с водными парами, нелинейность поглощения импульсов составляет 2. Для осушенного воздуха, азота и кислорода степень фотонности

составляет 3. Для аргона и азота при интенсивностях менее  $0.5 \text{ ТВт/см}^2$ , т.е. при интенсивностях меньших, чем при распространении в режиме филаментации, ионизация происходит по кубическому закону, что было измерено как оптоакустическим, так и оптогальваническим методами. В данном случае происходит резонансная (3+1) ионизация, когда тремя квантами возбуждается промежуточный высоколежащий ридберговский уровень, а затем происходит одноквантовая ионизация. При увеличении интенсивности лазерного поля до филаментационного уровня ( $\sim 10^{12} \text{ Вт/см}^2$ ) и выше оказываются существенны штарковские сдвиг и расщепление фотовозбуждаемых высоколежащих ридберговских уровней, а также пондеромоторный сдвиг потенциала ионизации. В результате такого воздействия, высоколежащий ридберговский уровень выходит из резонанса, что приводит к необходимости поглощения дополнительного фотона для ионизации. При лазерной интенсивности, соответствующей филаментации, в том числе в сходящихся пучках (более  $1 \text{ ТВт/см}^2$ ) происходит нерезонансная четырех-фотонная ионизация аргона и азота.

## Глава 6. Филаментация и микроструктурирование конденсированных сред

При лазерной обработке поверхности материала, находящейся в жидкости, например при синтезе наночастиц (Kabashin A. V. & Meunier M., 2003; Eliezer S. et al., 2004; Barcikowski S. et al., 2007), при высокой пиковой мощности сходящегося пучка возможен переход в филаментационный режим. Более того в твердых средах реализация режима филаментационного распространения будет приводить к созданию протяженных внутриобъемных микроструктур. Такие структуры могут быть востребованы в оптоэлектронике, позволят создавать интегрированные микро-оптические элементы для таких применений, как оптические волноводы, брэгговские решетки, элементы памяти и др. Высокая пиковая мощность ультракоротких импульсов в сочетании с малой энергией и возможностью фокусировки лазерного импульса на определенной (заданной) глубине прозрачного образца позволяют создавать микро масштабную плазму как до-, так и надкритической плотности с плотностями энергии обеспечивающими структурные изменения или заглабленную абляцию материала без макроскопических термических или ударных (откольных) изменений. Например, ниже на рисунке показаны микроструктуры (дорожки), заглабленные на несколько сотен микрон от поверхности (слева). В то время как на самой поверхности никаких разрушений (структур) не наблюдается (справа). В данной главе рассматриваются различные режимы распространения, включая филаментацию, фемтосекундных лазерных импульсов в разных прозрачных средах.



### 6.1. Оптическая схема экспериментов

Эксперименты по изучению распространения сходящихся лазерных пучков в конденсированных средах, в том числе в режиме филаментации, проводились на титан-сапфировой лазерной системе (центральная длина волны 744 нм, длительность импульсов 100 фс, частота следования 10 Гц), описанной в Главе 2.

После выхода из лазерной установки фемтосекундные лазерные импульсы направляются в пошаговый дифракционный ослабитель (пропускание от 100 до 1%). Затем импульсы проходили через поляризационный ослабитель, пропускание которого могло непрерывно изменяться от 100 до 6%. Энергия лазерных импульсов измерялась после поляризационного ослабителя измерителем энергии ОРНІR. Эксперименты проводились при энергиях лазерных импульсов от 0.3 до 1500 мкДж. Далее импульсы направлялись в оптическую схему (Рис.6.1), где с помощью поворотных зеркал (1, Рис.6.1а) направлялись через микрообъектив (2) на образец (3). В исследовании применялись несколько микрообъективов с различными числовыми апертурами  $NA$ . Образец мог перемещаться с помощью 3D моторизованной подвижки, управляемой компьютером. Перемещение могло осуществляться в диапазоне  $\pm 9$  мм по трем координатам. Скорость перемещения могла варьироваться от 0 вплоть до 200 мкм/с. Для формирования микроструктур одиночными импульсами образец во время облучения непрерывно перемещался в плоскости перпендикулярной лазерному лучу.

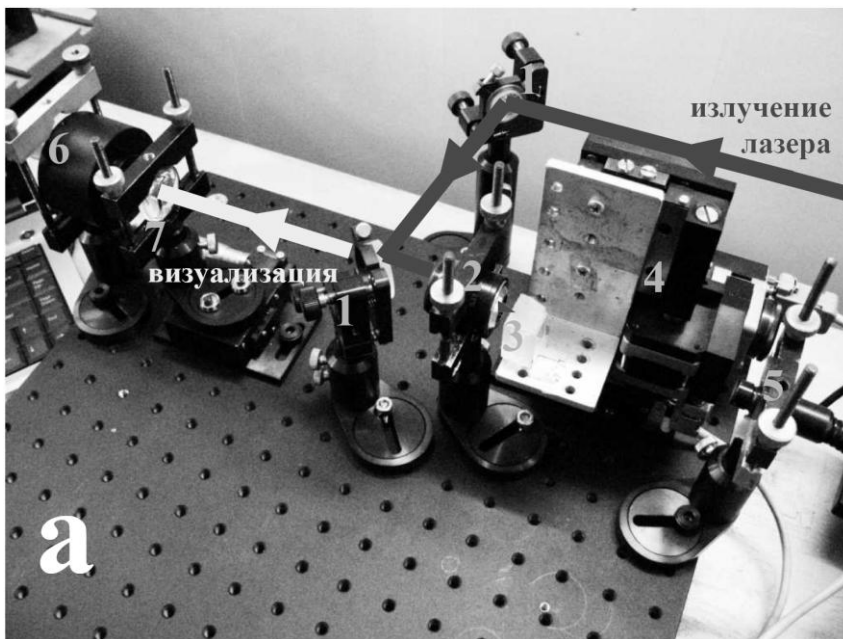


Рис. 6.1а. Общий вид экспериментов. 1 – поворотные зеркала, 2 – микрообъектив, 3 – образец, 4 – 3D моторизованная подвижка, 5 – подсветка, 6 – ПЗС (ССD) камера, 7 – объектив.

Для позиционирования геометрической перетяжки лазерного пучка и самого процесса записи изображения использовалась ПЗС камера (6), изображение на которой строилось с помощью объектива (7), установленного на 1D ручной

подвижке для юстировки резкости изображения на матрице. С целью получения более контрастного изображения в некоторых экспериментах применялась подсветка, представляющая собой галогеновую лампу с волоконно-оптическим выходом (5). В некоторых экспериментах для гомогенизации подсветки применялась матовая пластинка (показана схематично только на Рис. 6.1б). После записи изображений их визуализация и анализ осуществлялись с помощью оптического микроскопа Levenhook BioView 630 с различным увеличением, снабженного ПЗС-камерой DCM310 с выводом данных на компьютер.

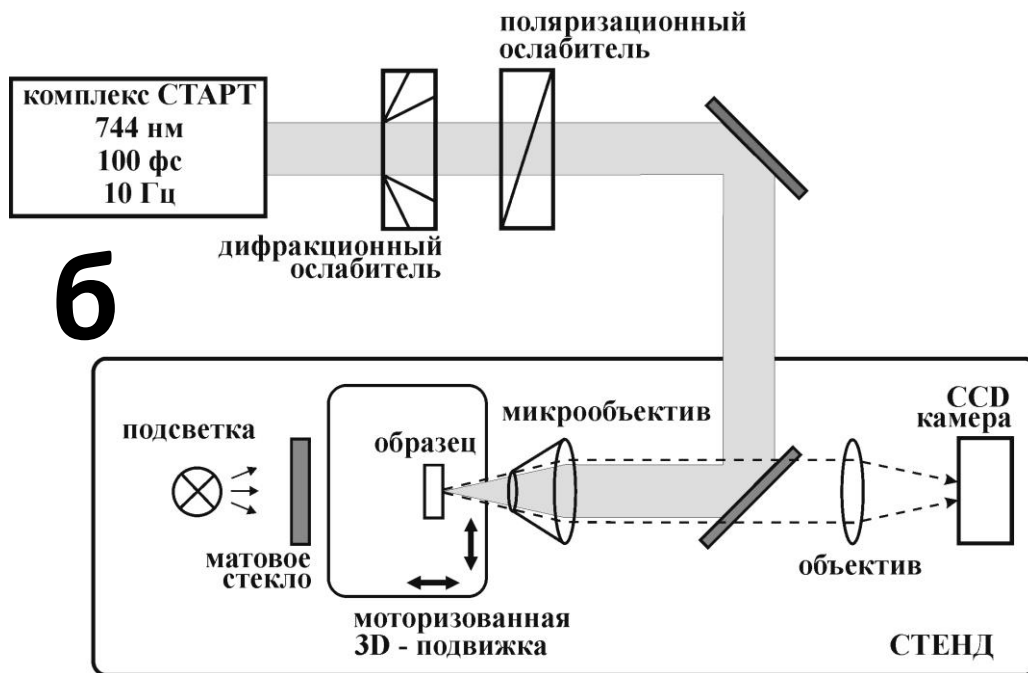


Рис. 6.1б. Оптическая схема (б) экспериментов.

## 6.2. Филаментация и микромаркировка полиметилметакрилата

В описанных ниже экспериментах лазерное излучение при нормальном падении фокусировалось микро-объективом с числовой апертурой  $NA = 0.65$  на глубину  $\approx 300$  мкм в объем полиметилметакрилата (ПММА, оргстекло) с размерами  $30 \times 30 \times 3$  мм<sup>3</sup>. С учетом коэффициента преломления ( $n_0 \approx 1.49$  (Григорьев И.С., Мейлихов Е.З., 1991)) излучение фокусировалось в образце в перетяжку диаметром около 1 мкм (при  $\lambda \approx 0.75$  мкм радиус перетяжки пучка  $w_{\text{calc}} = \frac{\lambda \sqrt{n_0^2 - NA^2}}{\pi NA} \approx 0.5$  мкм,

длина  $l_{\text{calc}} = \frac{\lambda(n_0^2 - NA^2)}{\pi NA^2} \approx 1$  мкм). При различных энергиях падающих импульсов

были записаны последовательности микроканалов, обусловленных филаментацией



(Рис. 6.2). При увеличении энергий в диапазоне 0.5-2 мкДж (пиковая мощность  $P \approx 5-20 \text{ МВт} > P_{\text{crit,PMMA}} \approx 3 \text{ МВт}$  (Juodkazis S. et al., 2008)) средний диаметр  $D$  и длина  $L$  каналов монотонно росли от 3 до 8 мкм и от 19 до 45 мкм, соответственно (Рис. 6.2а-в, Рис. 6.3а,б). Эти значения  $L$  значительно превышают длину перетяжки  $l_{\text{calc}} \approx 1 \text{ мкм}$ . При более высоких значениях энергии лазерных импульсов 4-25 мкДж ( $P = 40-250 \text{ МВт}$ ) форма каналов становилась более сложной. В этих экспериментах наблюдались микроструктуры выраженной конической формы и с явным разветвлением их начальной части (Рис. 6.3в-д). Такое разветвление указывает на множественную филаментацию в области, соответствующей началу микроканала. В этой области формировался пучок отдельных треков (филаментов) с длиной в несколько микрон и с минимальным диаметром  $D \sim 1.5 \text{ мкм}$  (Рис. 6.3в-д), что находится в согласии с литературными данными (1-5 мкм) (Couairon A. et al., 2005; Papazoglou D.G. et al., 2005; Yamada K. Et al., 2001; Hnatovsky S. Et al., 2005; Mermillod-Blondin A. et al., 2009). В таком случае можно провести грубую оценку величины интенсивности лазерного излучения в филаменте в ПММА, она составляет  $I_{\text{fil}} \approx P_{\text{crit,PMMA}}/D^2 \sim 10^2 \text{ ТВт/см}^2$ , что находится в согласии с существующими оценками для сходящегося лазерного пучка (Couairon A. et al., 2005; Papazoglou D.G. et al., 2005; Yamada K. Et al., 2001; Hnatovsky S. Et al., 2005; Mermillod-Blondin A. et al., 2009; Song J. et al., 2008; Couairon A. and Mysyrowicz A., 2007; Кандидов В.П. и др., 2009).

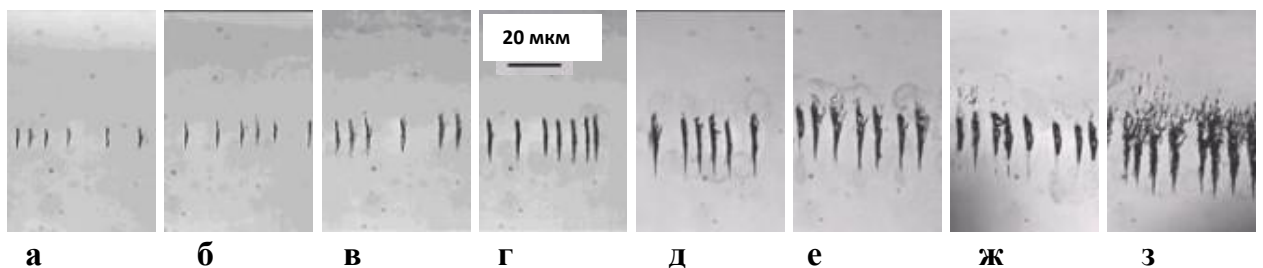


Рис. 6.2. Последовательности микроканалов, обусловленных филаментацией в ПММА с энергией 0.5 (а), 1.0 (б), 2.0 (в), 4.0 (г), 8 (д), 10 (е), 15 (ж), 25 (з) мкДж. Направление падения импульса - сверху вниз.

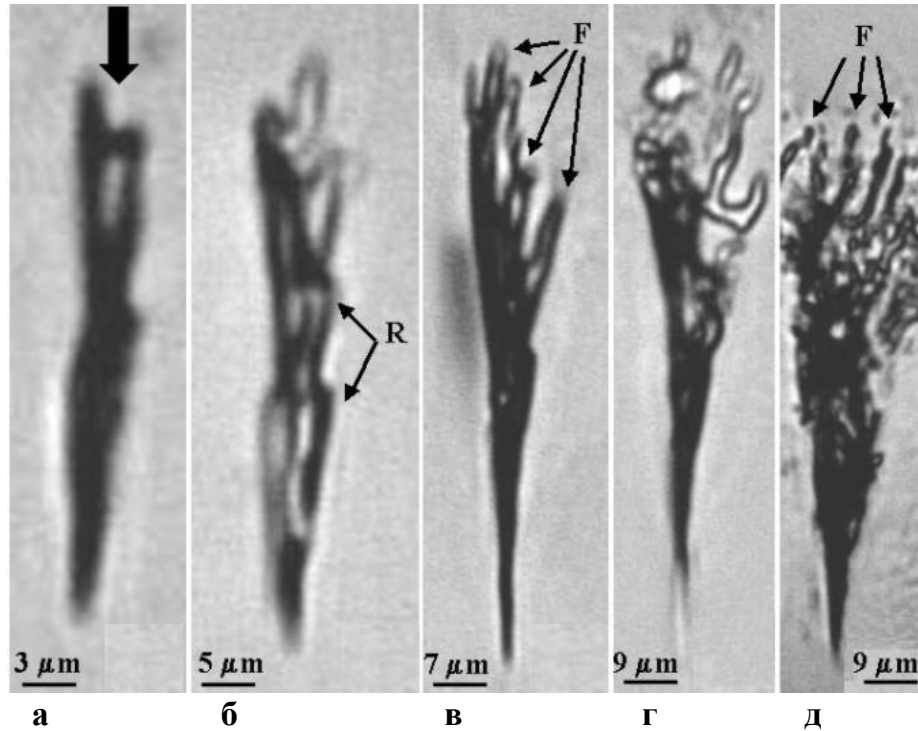


Рис. 6.3. Снимки микроканалов, образующихся при филаментации в ПММА, при  $E = 0.5$  (а), 2 (б), 4 (в), 10 (г) и 25 (д) мкДж. Направление падения импульса - сверху вниз. Стрелками отмечены области рефокусировки (R) на (б) и множественной филаментации (F) на (в, д). Масштаб показан на рисунках.

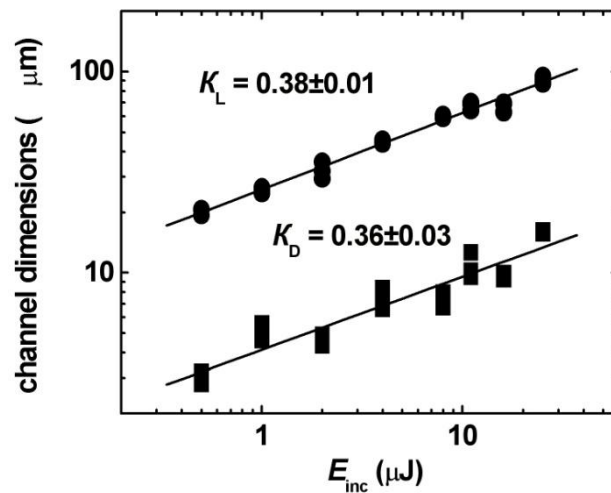


Рис. 6.4. Зависимости длины  $L$  (темные кружки) и среднего диаметра  $D$  (темные квадраты) областей филаментации (микроканалов) в ПММА от энергии в двойных логарифмических координатах. Показаны аппроксимирующие прямые линии с угловыми наклонами  $K_L$  и  $K_D$ .

Зависимость диаметра областей филаментации (канала)  $D$  от энергии лазерного импульса  $E$  для всего диапазона энергий (от 0.5 до 25 мкДж),

используемых в эксперименте, хорошо описывается соотношением  $D \propto E^{0.36}$  (Рис. 6.4). При этом длина микроканалов (области филаментации) возрастала с увеличением энергии как  $L \propto E^{0.38}$  (Рис. 6.4), что находится в качественном согласии с предыдущими работами, дающими аналогичные соотношения с показателями степени в интервале 0.5-0.7 (Couairon A. et al., 2005; Mizeikis V. et al., 2009).

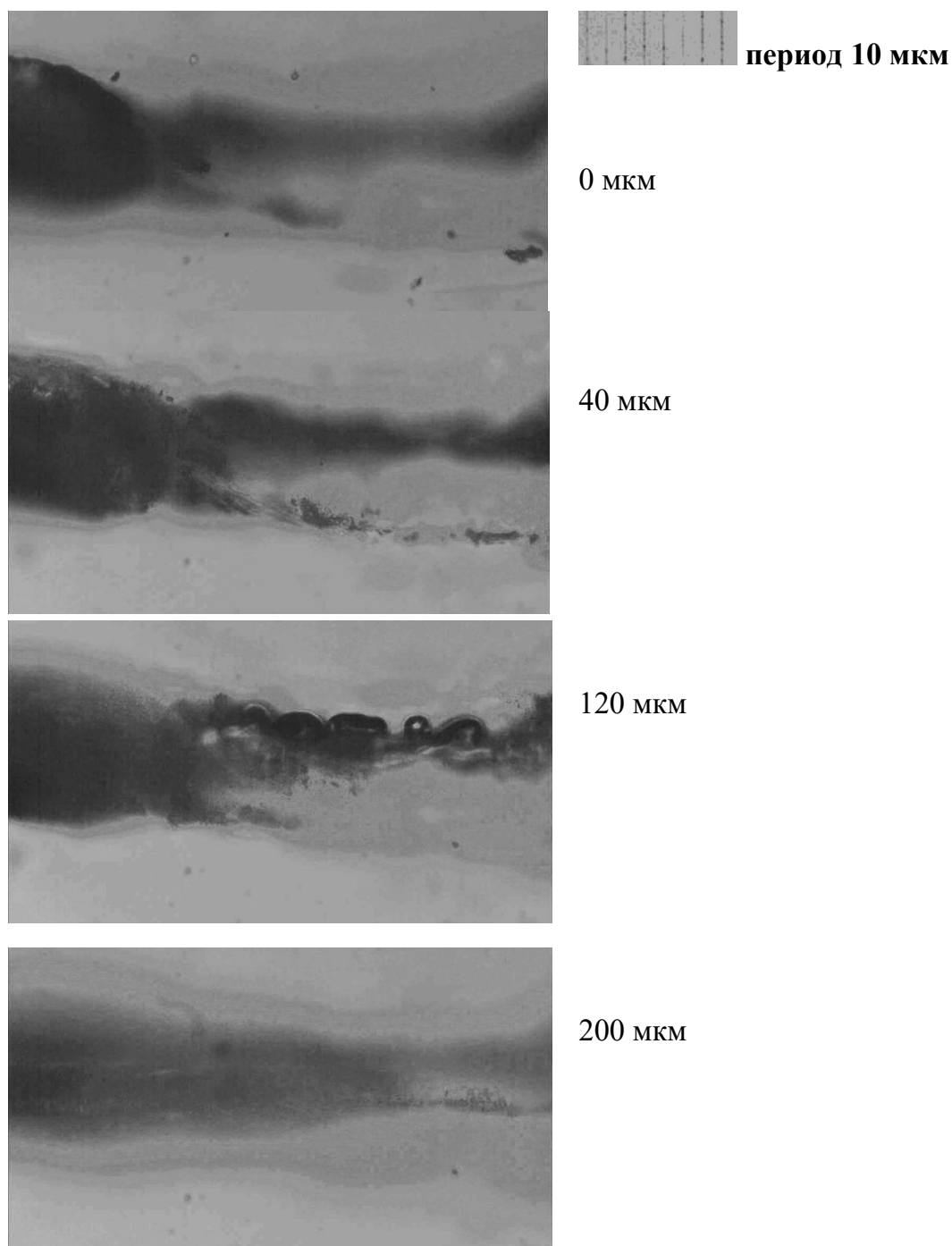


Рис. 6.5. Повреждение ПММА на различной глубине образца (срезы). Скорость сканирования - 10 мкм/с (слева направо), энергия импульса - 100 мкДж,  $NA = 0.37$ .

Следует отметить, что показатели степени  $K_L = 0.38 \pm 0.01$  и  $K_D = 0.36 \pm 0.03$  характеризуют линейное изменение объема каналов  $V$  при изменении энергии импульса  $V \sim LD^2 \propto E^{1.1 \pm 0.1}$ . Таким образом, объемная плотность энергии в этих каналах фиксирована, что согласуется с общими представлениями о филаментации: постоянство интенсивности лазерного излучения в филаменте и его диаметр (Couairon A., Mysyrowicz A., 2007; Кандидов В.П. и др., 2009; Braun A. et al., 1995; Becker A. et al., 2001).

Как уже было показано выше, при больших энергиях импульсов в материале образца ПММА возникала множественная филаментация, что приводило к значительным повреждениям образца. При малой скорости сканирования и большом поперечном размере области филаментации происходило переналожение этих областей от последовательности импульсов. Как следствие, материал образца подвергался абляции, переплавлялся и окислялся под воздействием нескольких импульсов, что приводило к нестабильности картины повреждений и обугливания образца ПММА. Например, на Рис. 6.5 показаны повреждения образца, полученные при скорости сканирования - 10 мкм/с, энергии импульса 100 мкДж,  $NA = 0.37$ . В таких условиях повреждение образца начиналось непосредственно на поверхности, распространяясь вглубь более чем на 200 мкм, при этом поперечный размер повреждений в некоторых областях достигал 100 мкм.

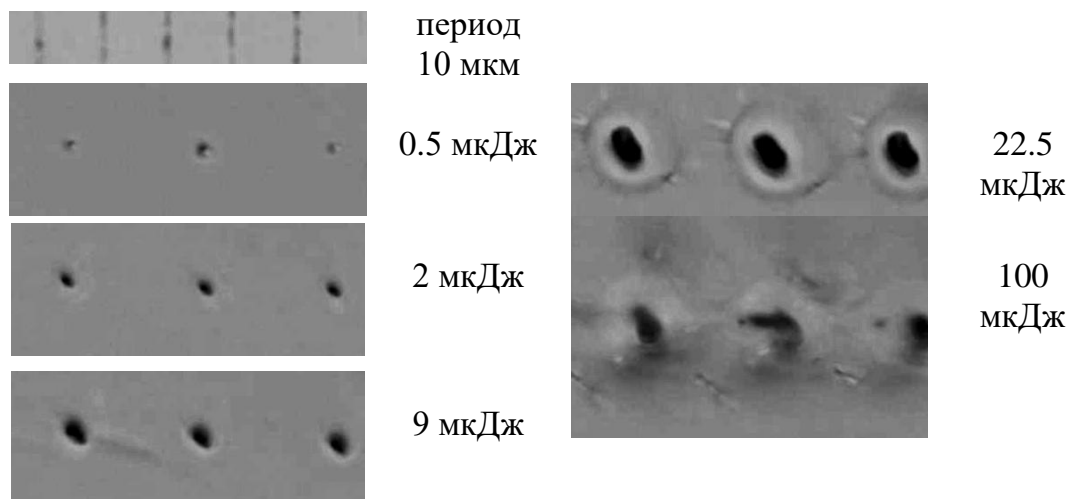


Рис. 6.6. Максимальный диаметр изображения (каналов) для разных энергий (указана справа). Объектив  $NA = 0.65$ , скорость 200 мкм/с

Уменьшение энергии лазерного импульса и увеличение числовой апертуры сходящегося лазерного пучка приводило к уменьшению поперечного размера области филаментации (образующегося канала) (см. Рис. 6.6). Например, поперечный размер одиночного микроканала ( $NA = 0.65$ , энергия - 0.5 мкДж (менее двух критических мощностей самофокусировки), скорость сканирования – 200 мкм/с) составил диаметр  $\sim 2$  мкм. Длина (глубина) канала определялась по изображениям, полученным с помощью микроскопа при его настройке на различную глубину. Для описываемых условий длина канала составила  $\sim 15$  мкм (Рис. 6.7).

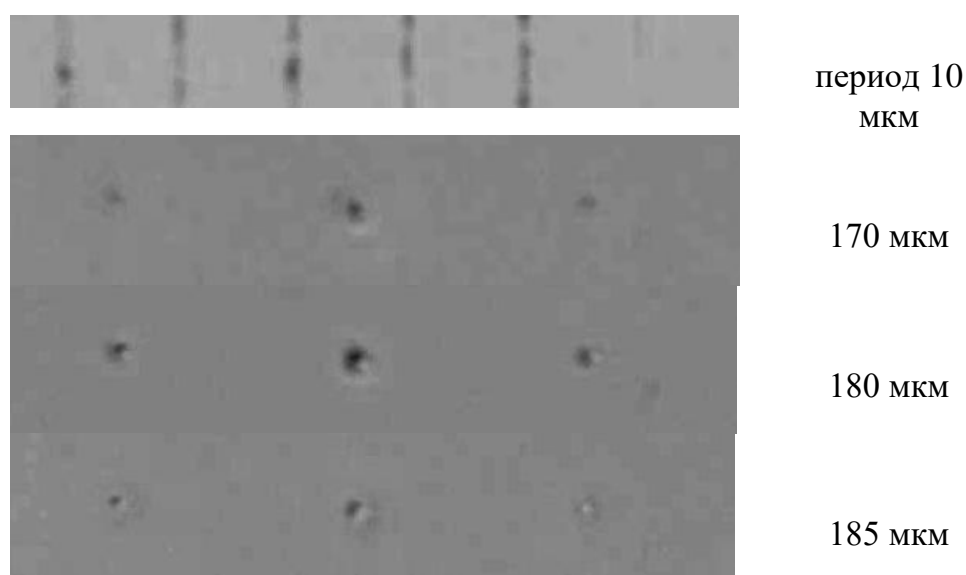


Рис. 6.7. Изображение каналов в ПММА на различной глубине образца (срезы). Числовая апертура  $NA = 0.65$ , скорость - 200 мкм/с, энергия импульса - 0.5 мкДж,.

При уменьшении скорости сканирования отдельные каналы могли перекладываться по поперечному размеру (Рис. 6.8.). Например, при скорости 5 мкм/с каналы начинали соприкасаться (Рис. 6.8, верхнее фото), а при 2.5 мкм/с результирующее изображение представляло собой линию (Рис. 6.8, нижнее), ширина которой изменялась при варьировании энергии записывающих импульсов и могла достигать  $\sim 3$  мкм.

В объеме образца были записаны два квадрата размером  $\sim 10$  мкм (Рис. 6.9) при экспериментальных условиях:  $NA = 0.65$ , скорость - 5 мкм/с, энергия импульсов -

0.5 мкДж. Некоторое искажению формы записанных квадратов было обусловлено наличием небольшого люфта моторизованной подвижки.

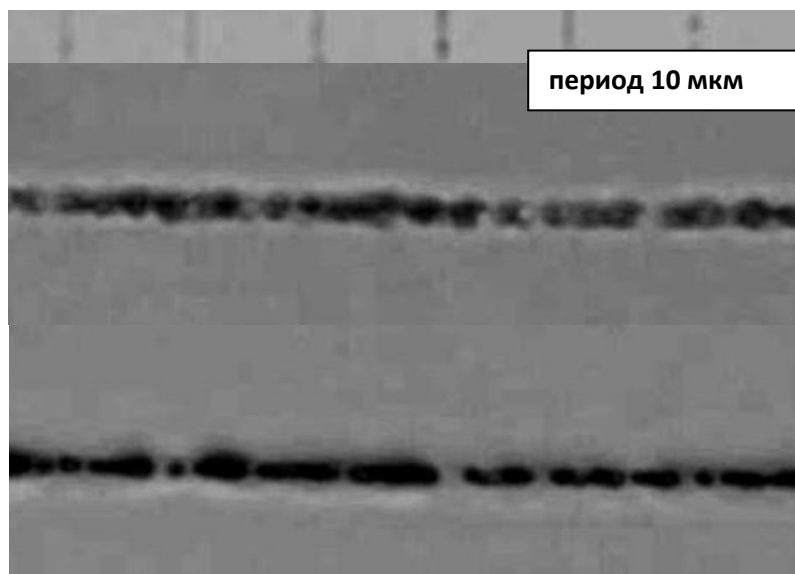


Рис. 6.8. Изображение каналов в ПММА на глубине 180 мкм. Скорость сканирования - 5 мкм/с (верхнее фото) и 2.5 мкм/с (нижнее), энергия импульса - 0.5 мкДж, объектив  $NA = 0.65$ .

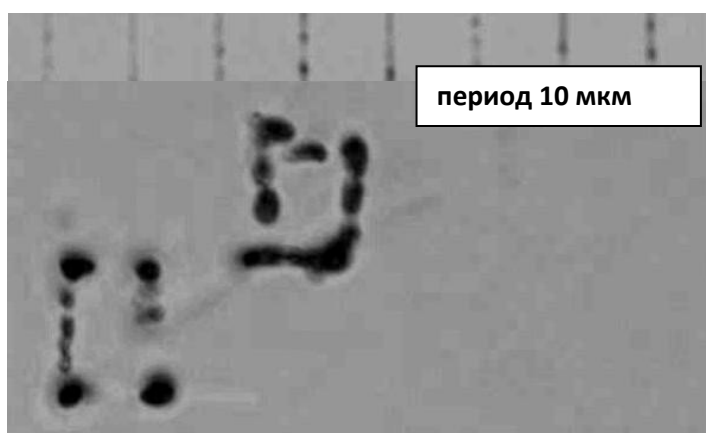


Рис. 6.9. Изображение квадратов в глубине образца ПММА. Объектив  $NA = 0.65$ , энергия импульсов - 0.5 мкДж, скорость сканирования - 5 мкм/с.

Таким образом, было показано, что микроструктурные изменения в ПММА обусловлены филаментацией лазерных импульсов в твердом материале. Даже в условиях очень сильносходящихся пучков (в экспериментах вплоть до числовой апертуры  $NA=0.65$ ) при существенно закритических мощностях наблюдалась множественная филаментация. Проведено исследование по возможностям микромаркировки образцов полиметилметакрилата. Зная условия возникновения

филаментации в среде можно выбрать экспериментальные условия, позволяющие достичь наименьших значений диаметра и длины микроканала. В эксперименте были получены величины  $\sim 2$  мкм и  $\sim 15$  мкм, соответственно ( $NA = 0.65$ ,  $\sim 0.5$  мкДж, скорость сканирования - 200 мкм/с). Уменьшение скорости сканирования (10 мкм/с и менее) позволяло организовать запись линий, шириной  $\sim 3$  мкм.

### **6.3. Взаимодействие фемтосекундных лазерных импульсов**

#### **с монокристаллическим алмазом**

##### **6.3.1. Микромаркировка образцов монокристаллического алмаза**

Относительно недавно появились работы, где сообщалось о возможности создания линейных микроструктур (графитовых каналов) в алмазах (Koponenko T. V. et al., 2008; Neff M. et al., 2009). Благодаря своему высокому коэффициенту преломления ( $n_{\text{diam}}(589 \text{ нм}) \approx 2.42$  (Григорьев И.С., Мейлихов Е.З., 1991)) и высокому контрасту (графит в алмазе) такой материал может оказаться очень перспективным для оптоэлектроники. Эти каналы записывались в алмазе при субкритических мощностях ( $P_{\text{crit,diam}} \approx 0.4\text{-}1$  МВт (Ashcom J. V., 2003; Boyd R. W., 1992; Kaminskii A. A. et al., 2006)) при перемещении образца вдоль оптической оси. Поскольку такая запись осуществлялась при низких энергиях в результате накопления скорость перемещения фронта графитизации (скорость записи) была крайне низкой (Neff M. et al., 2009). С другой стороны, в работах (Davis K. M. et al., 1996; Marshall G. D. Et al., 2006; Bricchi E. et al., 2004; Glezer E. N. et al., 1996; Osellame R. et al., 1996) была показана возможность записи микроструктур в стекле при поперечном (перпендикулярном оптической оси) перемещении образца. Здесь скорость записи линейных микроструктур была значительно выше. Следует отметить, что такая геометрия применялась в работе (Ashcom J. V., 2003) для определения порога объемного повреждения алмаза при быстром сканировании в докритическом режиме. В этой части главы приводятся результаты поперечной записи микроструктур в объеме алмаза при мощностях, превышающих критическую мощность самофокусировки.

Эксперименты при относительно мягкой фокусировке (микрообъективы с числовой апертурой  $NA = 0.17, 0.4$ ) проводились на необработанном образце

природного алмаза. Размеры фокального пятна для таких числовых апертур с учетом коэффициента преломления алмаза составляли: радиус перетяжки  $w_{\text{calc}} = \frac{\lambda \sqrt{n_{\text{diam}}^2 - NA^2}}{\pi NA} \approx 3.5$  и  $1.5$  мкм, длина перетяжки  $l_{\text{calc}} = \frac{\lambda (n_{\text{diam}}^2 - NA^2)}{\pi NA^2} \approx 50$  и  $9$  мкм, соответственно. Для этих микрообъективов было записано несколько серий микроструктур (отмеченных номерами на рисунке), общий вид которых показан на Рис.6.10а. Серия 1 была записана для микрообъектива с числовой апертурой 0.17 при мощностях импульса от 400 до 1600 МВт (энергия  $\sim 40$ -160 мкДж), что многократно превышало критическую мощность самофокусировки лазерного излучения в алмазе. В таких условиях наблюдалось довольно сильное повреждение поверхности алмаза, при этом местами также наблюдались немного заглубленные (на 300-500 мкм) микроструктуры. По-видимому, это слишком слабая фокусировка, что из-за влияния сильной рефракции в образце алмаза, сферических aberrаций и филаментации провоцирует конкуренцию между объемными и поверхностными процессами записи, поскольку порог разрушения поверхности в несколько раз (примерно в два) ниже, чем объема. Поэтому дальнейшие эксперименты проводились при более жесткой фокусировке ( $NA = 0.4, 0.65$ ).

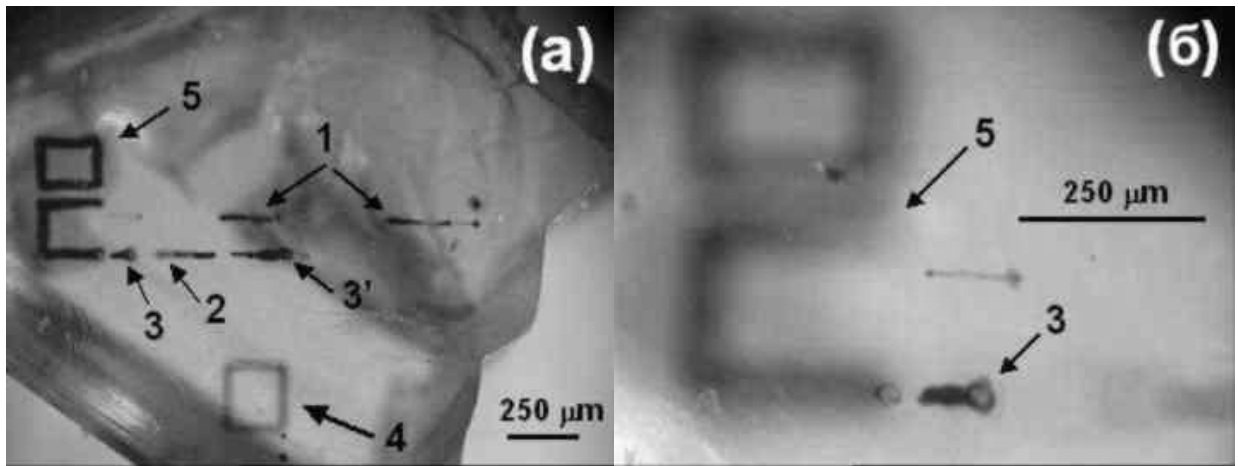


Рис.6.10. Общий вид образца (а) и его поверхность (б). Условия записи: (1) –  $NA = 0.17$ , энергии 40-160 мкДж; (2)  $NA = 0.4$ , энергии 7.5, 15 и 30 мкДж (в объеме), (3) –  $NA = 0.4$ , энергии 7.5, 15 и 30 мкДж (поверхность), (3') –  $NA = 0.4$ , энергия 30 мкДж (поверхность), (4) – символ  $\square$  ( $NA = 0.4$ , энергия 7.5 мкДж), (5) – символы  $\Pi \square$  ( $NA = 0.4$ , энергия 15 мкДж).

С микрообъективом, обладающим числовой апертурой 0.4 было записано несколько поверхностных и внутриобъемных серий для энергий 7.5, 15 и 30 мкДж (Рис.6.10, 6.11). Для серии 2 линейный фокус (с учетом коэффициента



преломления) находился на глубине  $\sim 800$  мкм. При это глубина записываемых структур была различна для разных энергий:  $\sim 360$  мкм для 30 мкДж,  $\sim 450$  мкм – 15 мкДж и  $\sim 700$  мкм – 7.5 мкДж (см. Рис.6.11а). Такое перемещение нелинейного фокуса при изменении энергии (мощности) хорошо согласуется с формулой Марбургера (Couaigon A., Mysyrowicz A., 2007; Кандидов В.П. и др., 2009), если принять величину критической мощности  $P_{crit,diam} = 0.4$  МВт (Ashcom J. V., 2003). Следует отметить, что поперечный размер записываемого трека слабо зависит от энергии импульсов 10, 10 и 15 мкм (Рис.6.11а), что качественно согласуется с результатами, полученными выше для ПММА, несмотря на то, что в этих экспериментах поперечный размер может уширяться из-за многоимпульсного воздействия на один и тот же объем ( $\sim 10$ -15 импульсов). Следует отметить, что в описанных экспериментах скорость записи составляла 12 мкм/с, или (для частоты следования 10 Гц) 1.2 мкм/импульс. Применение лазеров с большей частотой повторения (например, 10 кГц) позволит значительно увеличить скорость записи.

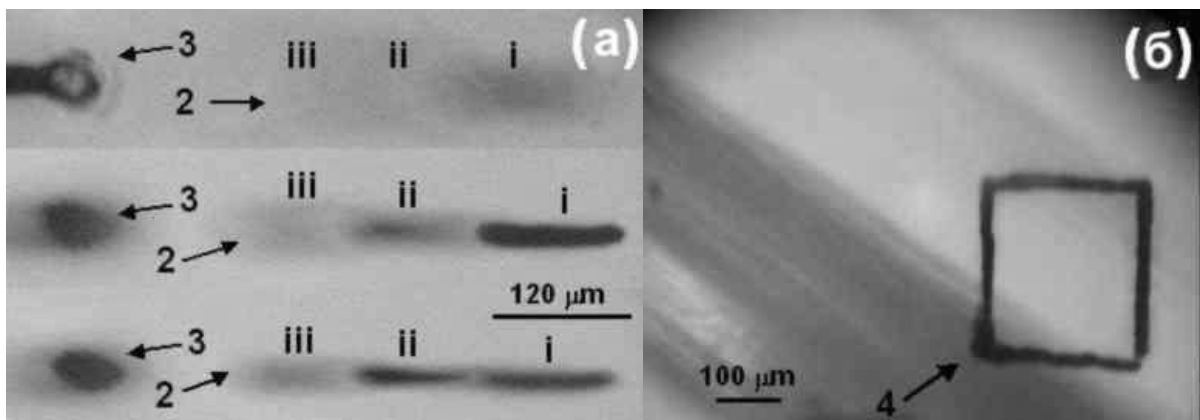


Рис.6.11. (а) Вид 2 и 3 серий на разной глубине фокусировки микроскопа: верхний рис. – поверхность, средний – глубина 360 мкм, нижний - 450 мкм (энергии i – 30 мкДж, ii – 15 мкДж, iii – 7.5 мкДж). (б) серия 4, глубина 700 мкм (энергия – 7.5 мкДж).

В этих экспериментах в алмазе также были записаны символы  $\square$  ( $NA = 0.4$ , энергия 7.5 мкДж) и  $\Pi\square$  ( $NA = 0.4$ , энергия 15 мкДж) с характерными размерами  $240 \times 240$  мкм. Отчетливо видно, что символы  $\square$  (Рис.6.10а) и  $\Pi\square$  (Рис.6.10б) лежат под поверхностью алмаза. Следует отметить, что практически все записанные в объеме серии имели достаточно большой разброс по глубине залегания (вплоть до 100 мкм). По-видимому, это связано с тем, что поверхность алмаза была не полированной и не совсем ровной (применялся природный алмаз без обработки).

Поскольку алмаз обладает высоким коэффициентом преломления ( $n \sim 2.5$ ), даже незначительные на первый взгляд микромасштабные шероховатости рельефа поверхности могут приводить к значительному искажению волнового фронта лазерного импульса, и, как следствие, изменению положения нелинейного фокуса, а также к увеличению размера перетяжки и, соответственно, пороговой энергии микромаркировки.

Поэтому перед началом следующих экспериментов с помощью оптического микроскопа был проведен отбор образцов по шероховатости поверхности. Фотографии поверхности двух алмазов с разным увеличением показаны на Рис.6.12. Использовались искусственные монокристаллические алмазы, выращенных методом химического осаждения паров (CVD) без полировки поверхности. На фотографиях видно, что образцы, приведенные справа, обладают более шероховатой поверхностью и, соответственно, мало пригодны для экспериментов.

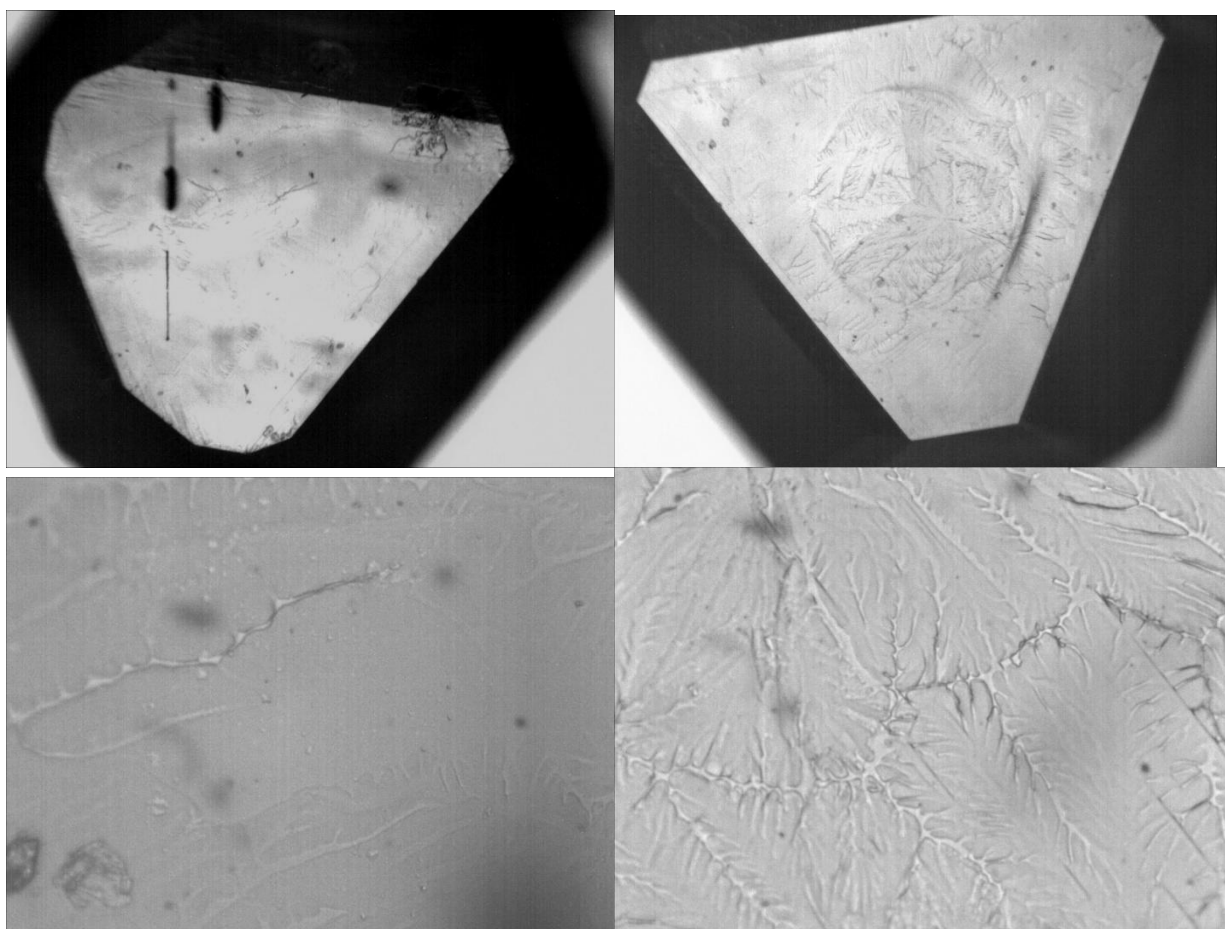


Рис.6.12. Внешний вид поверхности алмаза с умеренной (слева) и высокой (справа) шероховатостью. Сверху размер изображения –  $2.9 \times 2.3$  мм, снизу –  $0.3 \times 0.23$  мм.

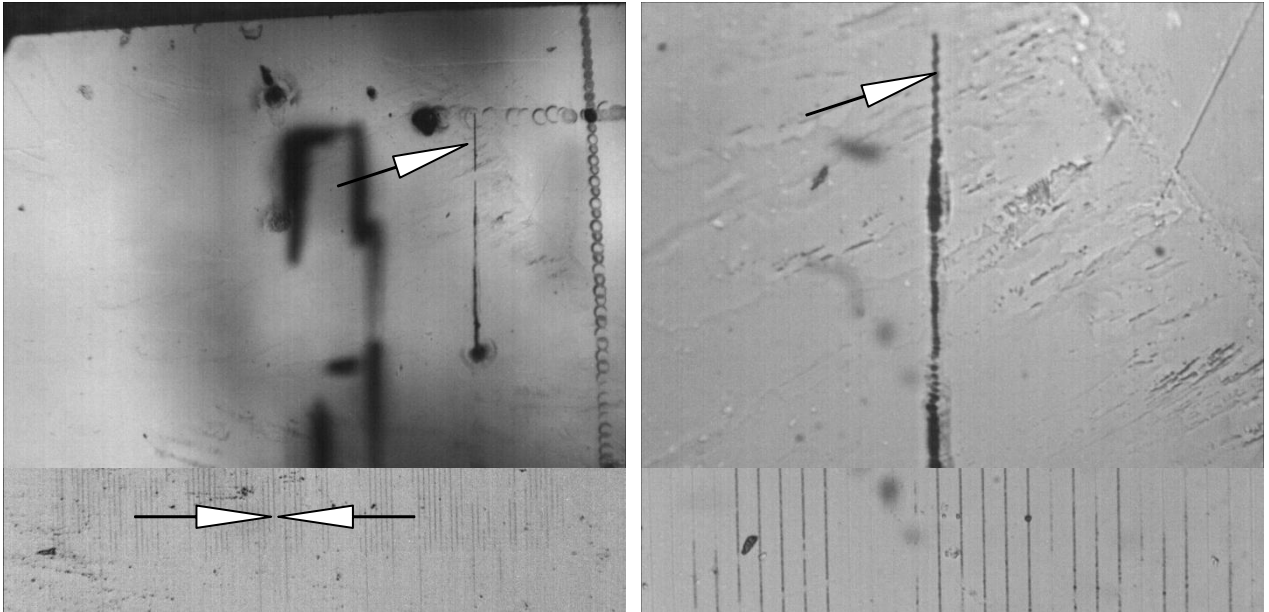


Рис.6.13. Слева внешний вид поверхности алмаза с записанной дорожкой (показана стрелкой) ( $NA = 0.65$ , энергия лазерных импульсов уменьшается снизу вверх от 8 до 0.5 мкДж); в объеме образца расплывчато просматриваются записанные структуры (ниже – калибровочная шкала с периодом (показан стрелками) – 10 мкм). Справа - тонкий конец дорожки (показан стрелкой), соответствующий энергии лазерных импульсов 0.5 мкДж. (ниже – калибровочная шкала с периодом 10 мкм).

С целью определения порогов поверхностного повреждения (записи структур) алмаза и пространственного разрешения системы записи на выбранных образцах было проведено структурирование поверхности. Записанная линия показана на Рис.6.13 с различным увеличением. Из Рис.6.13б можно оценить размер поперечной записанной линии (пространственное разрешение системы записи), который составляет 2-3 мкм. Следует отметить, что на Рис.6.13а на центральной части видны размытые структуры, записанные в объеме (фокус микроскопа расположен на поверхности образца). В этих экспериментах энергия лазерных импульсов варьировалась от 0.5 до 13 мкДж. Скорость сканирования составляла 2 мкм/с. В исследовании применялся микрообъектив с числовой апертурой  $NA = 0.65$ . Оценочный радиус перетяжки (в объеме алмаза) составляет  $w_{\text{calc}} = \frac{\lambda \sqrt{n_{\text{diam}}^2 - NA^2}}{\pi NA} \approx 1$  мкм, длина перетяжки  $l_{\text{calc}} = \frac{\lambda (n_{\text{diam}}^2 - NA^2)}{\pi NA^2} \approx 3.6$  мкм.

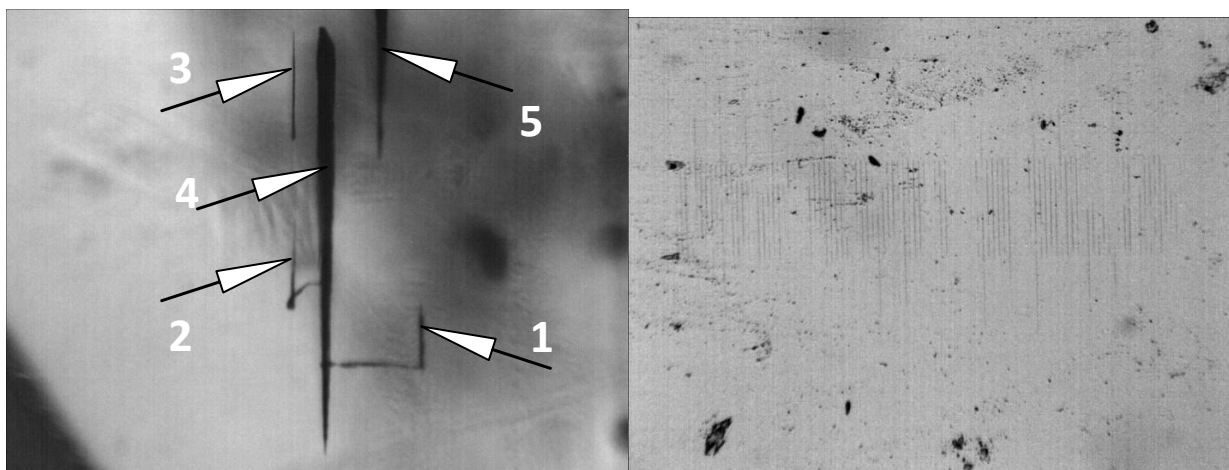


Рис.6.14. Слева нижний фрагмент объемной структуры (дорожки, показаны стрелками с номерами №№ 1-5) на Рис.6.13, записанной на глубине 300 мкм в объеме алмаза. Справа – калибровочная шкала, период 10 мкм (слева).

Для записи структур в объеме образца фокус микрообъектива заглаблялся на 300 и 500 мкм. В принципе глубина залегания структур может варьироваться от нескольких десятков до нескольких сотен микрометров. В условиях нашего эксперимента запись структур происходила более эффективно при наличии внутренних дефектов в образце. Так, при создании лазером микрообласти графитизации в образце при большой энергии (15 мкДж) и медленном перемещении фокуса внутри материала существенное (более, чем на порядок) уменьшение энергии импульсов приводило к уменьшению поперечного размера записываемой структуры, а не к прекращению записи.

На Рис.6.14 показаны структуры (отмечены стрелками), записанные в объеме искусственного монокристаллического алмаза (на глубине 300 мкм) при различных энергиях. Центральная и верхняя дорожки (толстые) №№ 4-5 записаны при уменьшающейся сверху вниз энергии лазерных импульсов 0.5 - 8 мкДж, тонкие дорожки №№ 1-3 записаны при энергиях 0.5 - 4 мкДж.

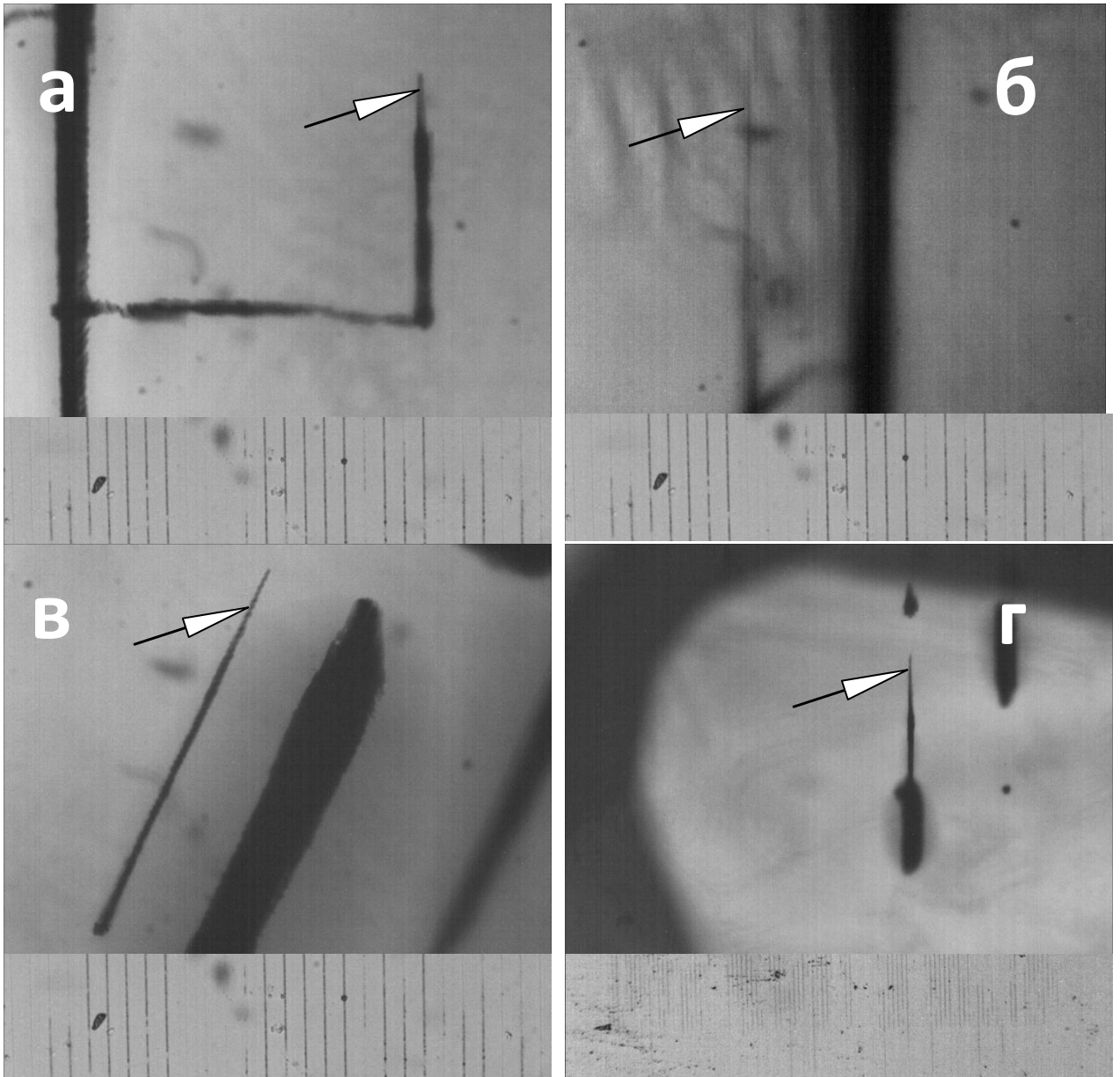


Рис.6.15. (а) – дорожка №1 в объеме (глубина 300 мкм), при убывающей энергии лазерных импульсов 2-1 мкДж, (б) - дорожка №2 в объеме (глубина 300 мкм), при убывающей энергии лазерных импульсов 2-0.5 мкДж, (в)- дорожка №3 (показана стрелкой) в объеме на глубине 300 мкм, при убывающей энергии лазерных импульсов 4-1 мкДж, (г) – дорожка, записанная на глубине 500 мкм в объеме алмаза при уменьшающейся снизу вверх энергии лазерных импульсов 13 - 0.8 мкДж (на Рис.6.14 не показана). Ниже каждого рисунка - калибровочная шкала, период 10 мкм.

На Рис.6.15а-в при большем увеличении показаны записанные структуры. Из Рис.6.15а,в видно, что при энергии  $\sim 1$  мкДж возможна запись структур с поперечным размером 2-3 мкм. При уменьшении энергии до  $\sim 0.5$  мкДж толщина

записанной линии уменьшается (Рис.6.15б). При этом разрешения ПЗС камеры с микроскопом не хватает для измерения толщины. Оценки показывают, что максимальная толщина линии в этих экспериментах не превышает 1.5 мкм. На Рис.6.15г показано влияние энергии излучения на толщину записываемой структуры при заглублинии фокуса на 500 мкм внутрь материала. При энергии импульсов 13 мкДж поперечный размер составляет ~50 мкм, а снижение энергии до 0.8 мкДж приводит к уменьшению этого размера до ~5 мкм.

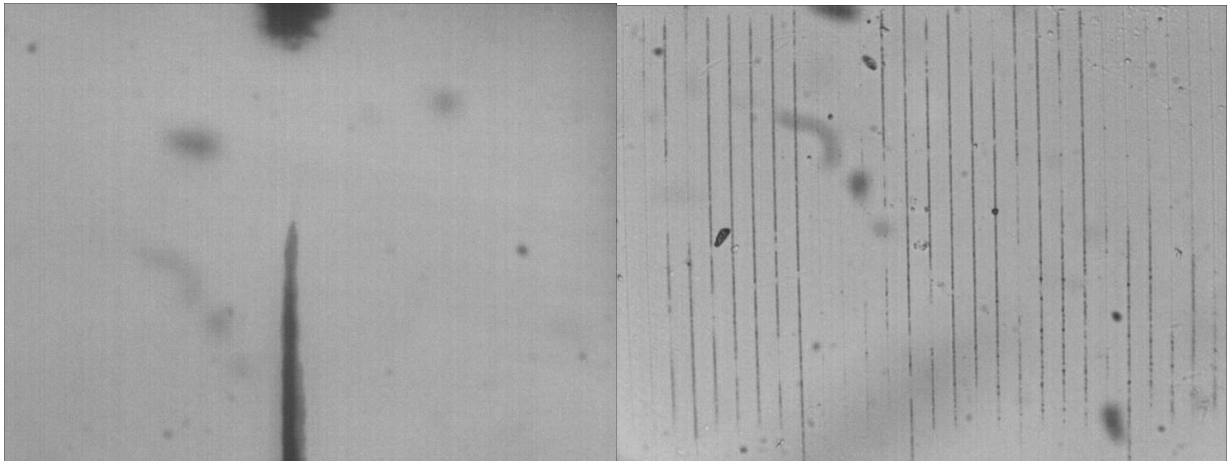


Рис.6.16. Слева тонкий конец дорожки, приведенной на рис.10г, соответствующий энергии лазерных импульсов 0.8 мкДж. Справа – калибровочная шкала с периодом 10 мкм.

### **6.3.2. Воздействие лазерных импульсов на графитовые включения, находящиеся в объеме природного монокристаллического алмаза**

Проведение исследований по изучению воздействия лазерных импульсов на графитовые включения, находящиеся в объеме природного монокристаллического алмаза, проводилось при энергиях лазерных импульсов от 10 до 1500 мкДж. Исследовались образцы алмаза с двумя взаимно перпендикулярными оптическими (сошлифованными и отполированными) окнами размером более 1 мм × 1 мм. В экспериментах применялись микрообъективы с числовой апертурой  $NA = 0.4$  и  $0.65$ , а также асферическая линза с  $NA = 0.68$ . Прицеливание фемтосекундного лазерного излучения в графитовые микровключения осуществлялось с помощью непрерывного Nd:YAG лазера с удвоением частоты излучения (532 нм) и с мощностью до 1 Вт. Излучение этого лазера вводилось в алмаз соосно фемтосекундным лазерным импульсам с помощью дихроичного зеркала через тот же микрообъектив.

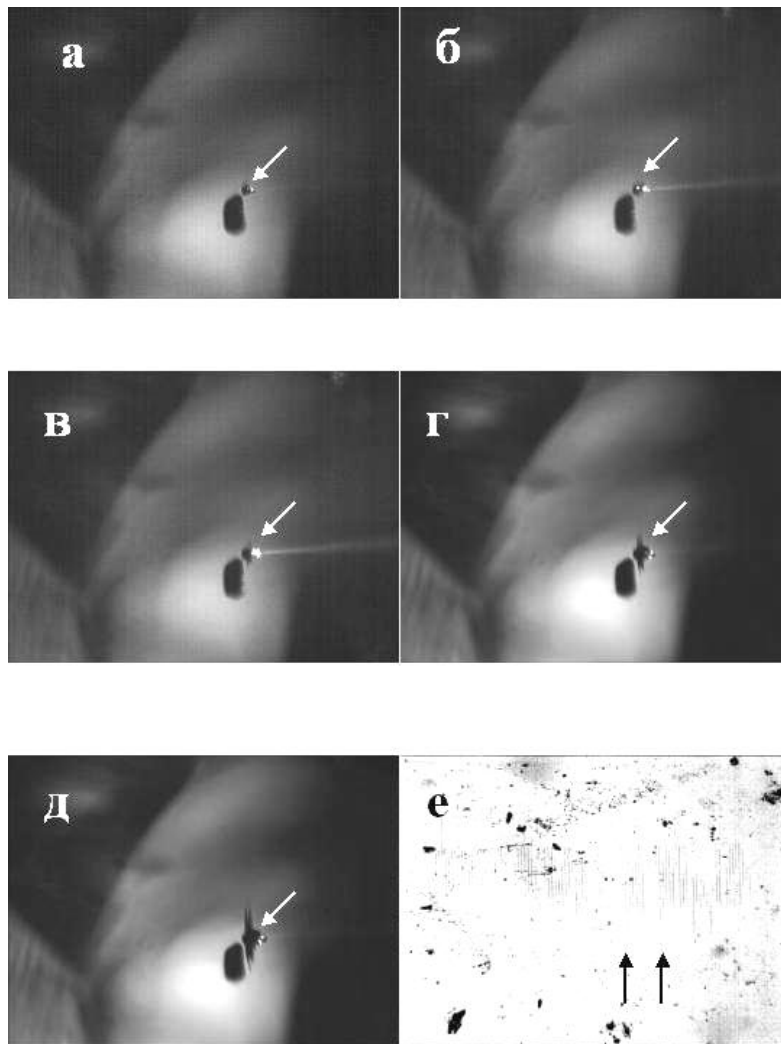


Рис.6.17. Вид области микровключения в образце алмаза в белом свете при различной энергии импульса (от 10 до 1500 мкДж) при постоянной экспозиции 10 с: а – начальный вид микровключения, а также вид для энергий менее 170 мкДж; б – 170 мкДж, в – 340 мкДж, г – 750 мкДж, д – 1500 мкДж, е – калибровочная маска с 10-мкм делениями (стрелками отмечена 100-микронный размер)

Стрелки на рис.а-д показывают микровключение, подвергающееся воздействию лазерных импульсов. Размер изображения а-д – 1×0.8 мм.

Заметное воздействие на графитовые включения, расположенные на глубине около 1.2 мм в образце алмаза, было получено только при высоких энергиях импульса (более 170 мкДж) при экспозиции более 10 с (Рис.6.17-18). В этих экспериментах применялась асферическая линза. Был установлен пороговый характер начала растрескивания при фиксированной экспозиции ~10 с при использовании лазерных импульсов с различными энергиями в диапазоне 10-1500 мкДж (Рис.6.17). Роль времени экспозиции – в диапазоне 3-15 с – была установлена при постоянной энергии импульса (1500 мкДж), указывая на определенное время накопления лазерной дозы (> 10 с) для начала растрескивания на микровключениях (Рис.6.18).

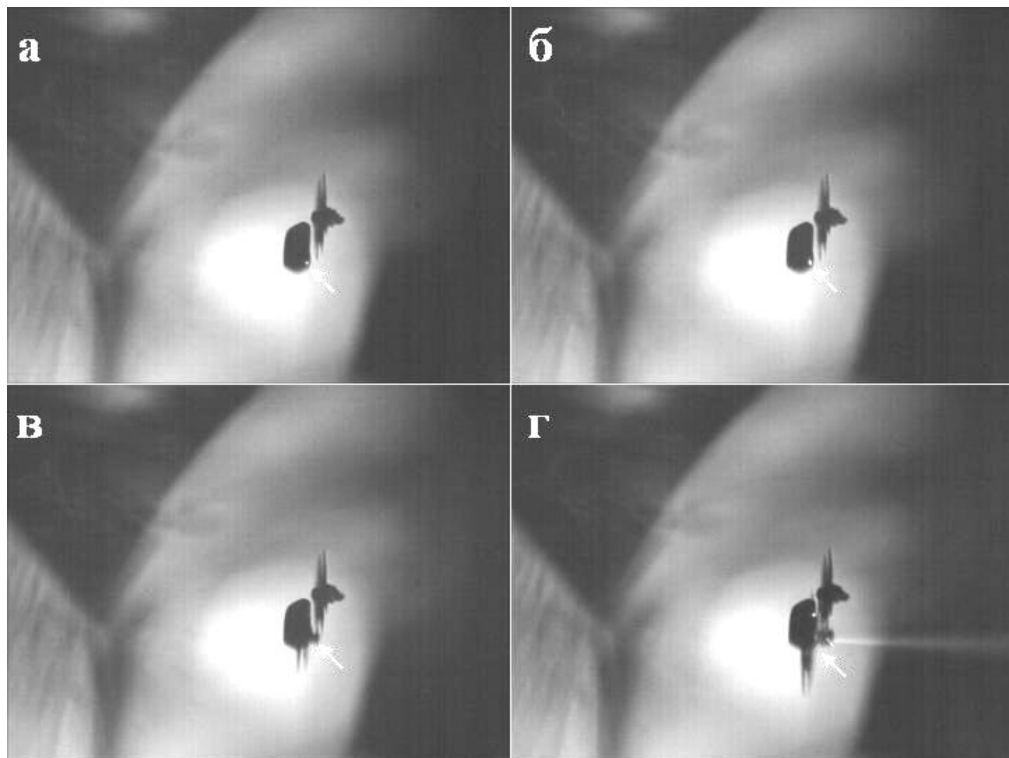


Рис.6.18. Вид области микровключения в образце алмаза в белом свете при постоянной энергии лазерного импульса 1500 мкДж при различной экспозиции (3-15 с): а – начальный вид микровключения, а также вид для экспозиций менее 10 с; б – 3 с, в – 10 с, г – 15 с. Стрелки на рис.а-д показывают микровключение, подвергающееся воздействию. Размер изображения –  $1 \times 0.8$  мм.

При энергиях лазерного импульса около 70 мкДж, т.е. ниже порога кумулятивного растрескивания ( $\approx 170$  мкДж при экспозиции 10 с), в алмазе наблюдался медленный рост графитовой фазы навстречу падающему через асферическую линзу излучению (Рис.6.17а,б). Аналогично, рост графитовой фазы наблюдался при максимальной энергии импульса 1500 мкДж при малых временах экспозиции – менее 10 с (Рис.6.18б).

Растрескивания алмаза, появляющиеся в результате воздействия лазерных импульсов, наблюдались перпендикулярно оптической оси следования импульсов в плоскости спайности (111). В силу такого анизотропного характера, заметные напряжения в образце были видны только через «наблюдательное» окно, а не через входное «лазерное» (плоскость (111) (Рис.6.19). Визуализация механических напряжений осуществлялась с помощью поляризационного микроскопа Stemi 2000с (Zeiss), оборудованного видеокамерой Zeiss ICC3 AxioCam, на ОАО «ПО «Кристалл»,



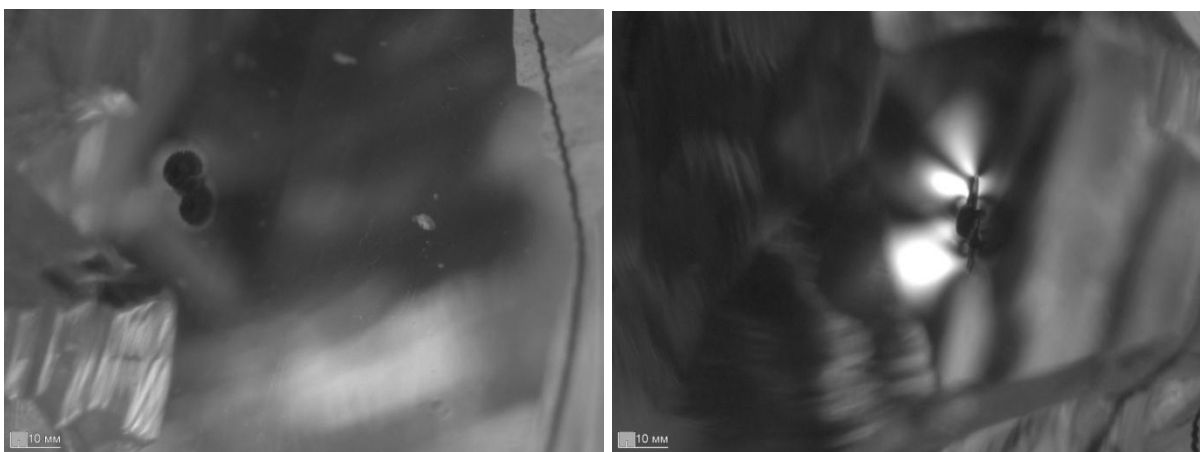


Рис.6.19. Напряжения в образце алмаза (см. Рис.1,2), наблюдаемые в поляризованном свете через «лазерное» окно (слева) и через «наблюдательное» окно (справа).

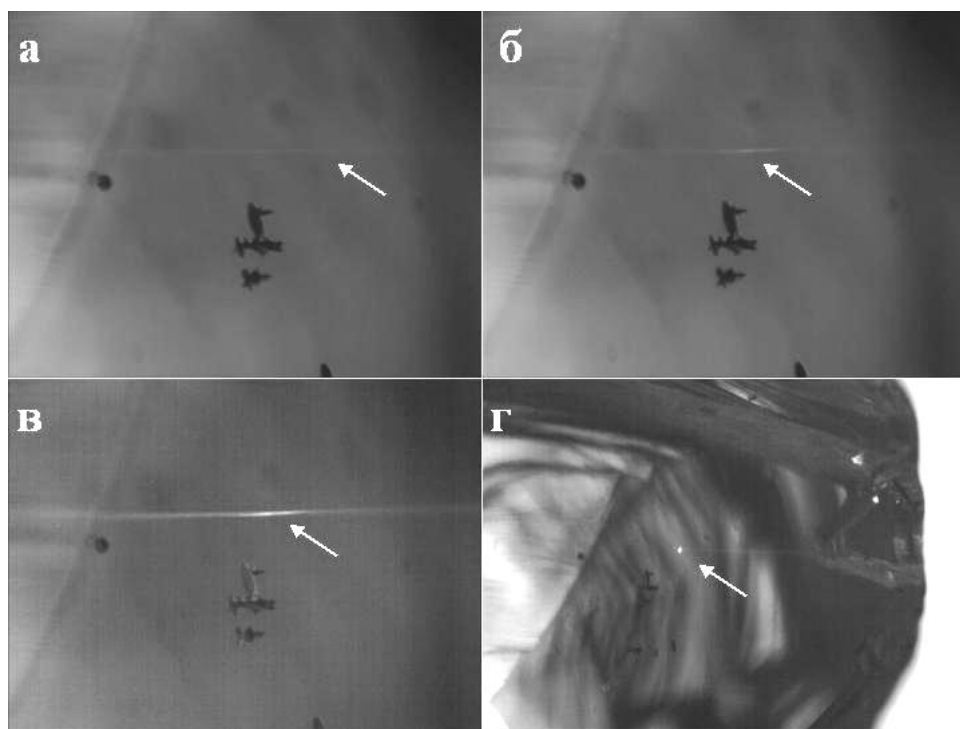


Рис.6.20. Вид образца алмаза в белом свете через «наблюдательное» окно при энергии импульсов 180 мкДж при различном времени экспозиции: а – 1 мин; б – 5 мин, в – 15 мин, г – окончательный общий вид.

Люминесцентный канал на снимках показан стрелками.

Размер изображений *а-в* – 1×0.8 мм, изображение *г* (общий вид) – 2.5×2 мм.

При более мягкой фокусировке ( $NA = 0.4$ ) энергия лазерных импульсов «размазывалась» в объеме материала вследствие протяженной области множественной филаментации. При тех же (близких) параметрах воздействия

(энергия – 180 мкДж, многоимпульсная экспозиция 10 - 15 мин ( $\sim 10^4$  импульсов) в чистом объеме алмаза во время облучения формировались протяженные каналы. Эти каналы были оптически неконтрастные и незаметны без интенсивной зеленой подсветки (Рис.6.20). При увеличении накопленной дозы облучения яркость желтоватой люминесценции данных каналов увеличивалась (Рис.6.20а-в). В случае малой экспозиции (1 мин) длина канала достигала субмиллиметровой длины при однородной, но невысокой яркости (Рис.6.20а). Увеличение экспозиции приводило к локализации области люминесценции в области геометрического (линейного) фокуса (длина  $\sim 100$  мкм, диаметр  $\sim 10$  мкм) (Рис.6.20в), при этом яркость свечения резко возрастала.

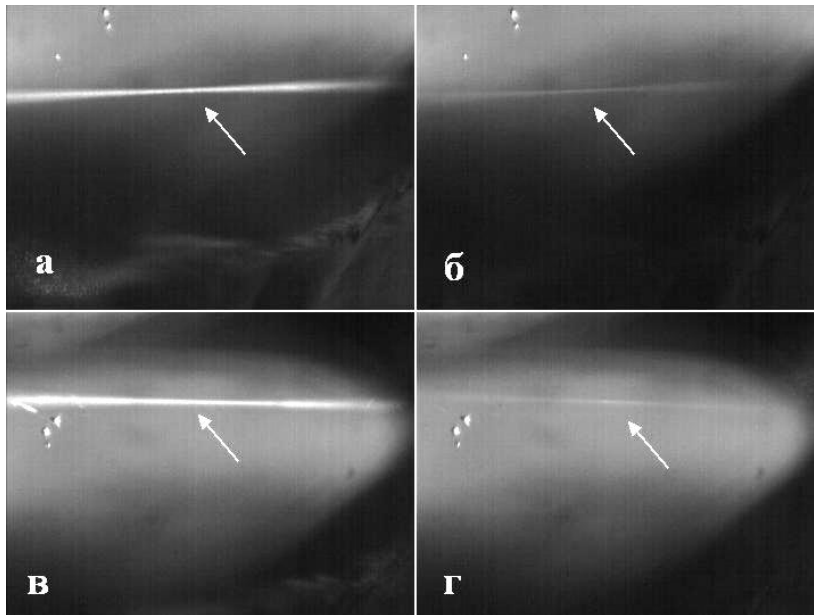


Рис.6.21. Вид образца алмаза в белом свете через «наблюдательное» окно при энергии импульсов 240 мкДж (фокусировка –  $NA = 0.4$ ) по мере роста экспозиции: а – 4 мин; б – 10 мин, в – 4 мин, г – 10 мин. Люминесцентный канал на снимках показан стрелками. Размер изображения –  $1 \times 0.8$  мм.

При продолжительном воздействии лазерных импульсов с несколько большей энергией (240 мкДж) на образец алмаза (экспозиция 4 мин и более,  $NA = 0.4$ ), также приводит к образованию в чистом объеме протяженных каналов, люминесцирующих в зеленом луче (Рис.6.21). Как видно на Рис.6.21а в начале проведения эксперимента трек луча отчетливо виден и имеет четкую «перетяжку» в месте фокуса. При 10 минутной экспозиции яркость и интенсивность луча значительно уменьшаются (рис.6.21б). При повторном проведении данного эксперимента в чистом объеме (путем смещения оси следования лазерных импульсов несколько вверх) подобное явление повторяется (Рис.6.21в,г,

соответственно). Такое поведение в обоих случаях объясняется тем, что после проведения эксперимента под плоскостью «лазерного» окна в обоих треках образовывались графитовые включения (Рис.6.22а), которые приводили к уменьшению яркости люминесценции. При этом в области люминесцирующих каналов появилась протяженная (вдоль оси облучения) крупномасштабная эллипсообразная зона механического напряжения в алмазе (Рис.6.22б,в, наблюдалась помощью поляризационного микроскопа Stemi 2000с (Zeiss)).

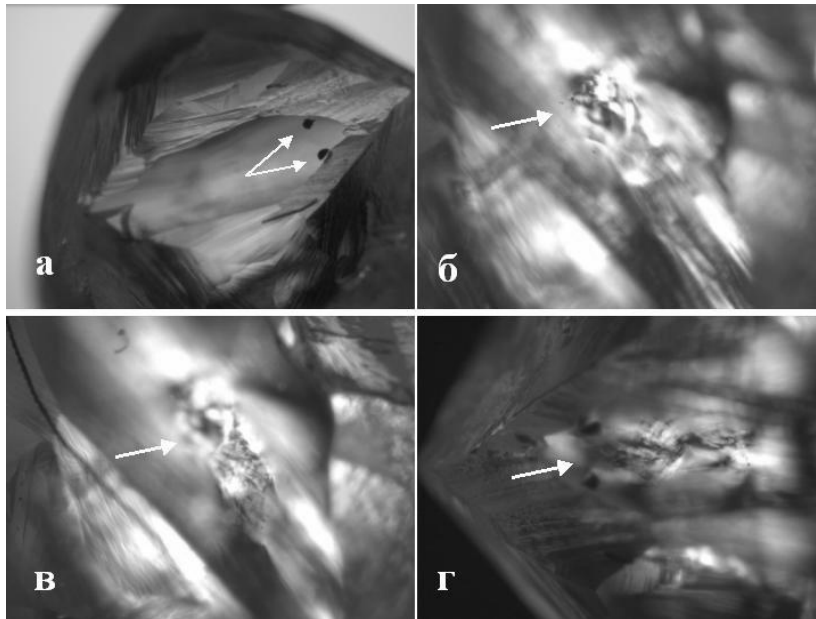


Рис.6.22.

Подповерхностные повреждения и зона механических напряжений в образце алмаза, визуализированные через «лазерное» окно (а,г) и «наблюдательное» окно (б,в – на разной глубине) в «светлом» поле (а) и поляризованном свете (б-г).

Зона напряжения начинается, приблизительно, под плоскостью «лазерного» окна и заканчивается в центре заготовки, в области расположения россыпи мелких графитовых включений (Рис.6.21-22). Более точное определение объема и глубины расположения не представляется возможным из-за особенностей отображения самой зоны. В то же время, при наблюдении данной зоны через «наблюдательное» окно (Рис.6.22г), можно отметить, что эта зона имеет не столь вытянутую форму вдоль оптической оси.

Таким образом, было проведено экспериментальное исследование возможности микромаркировки образцов монокристаллического алмаза и воздействия лазерных импульсов на микрографитовые включения (характерные размеры 10-100 микрометров) с глубиной залегания в диапазоне 1-2 мм. При воздействии на микрографитовые включения обнаружено растрескивание материала образцов при высоких энергиях лазерных импульсов (более 170 мкДж) и

многоимпульсной экспозиции. При меньших энергиях импульсов (менее 170 мкДж) в чистом объеме алмаза возникали оптически контрастные графитовые дефекты с незначительным растрескиванием (при сильной фокусировке). Уменьшение числовой апертуры фокусировки приводило к возникновению оптически неконтрастных люминесцирующих протяженных каналов. Необходимость многоимпульсной экспозиции, высокая энергия импульсов и довольно значительная протяженность таких каналов, несмотря на довольно сильную фокусировку лазерного излучения, указывает на филаментационную природу их возникновения (критическая мощность – 0.4 МВт, т.е. энергия 100-фемтосекундного импульса ~40 нДж). Также было показано, что при определенных условиях (объектив с  $NA = 0.65$  энергия ~0.5 мкДж, скорость сканирования - 2 мкм/с) поперечный размер записываемой структуры может составлять менее 1.5 мкм (в экспериментах не хватало оптического разрешения микроскопа). Глубина расположения записанных в эксперименте структур достигала 500 мкм. Таким образом, осуществленный метод записи может быть применен для микромаркировки алмазов, которую планируется осуществлять в рамках Кимберлийского процесса (<https://www.kimberleyprocess.com>, процесс решения проблемы «конфликтных» алмазов - за счет контрабандной продажи алмазов, нелегально добываемых на неподконтрольной официальным властям территории - в сфере международной торговли необработанными алмазами), где размер записываемых линий не должен превышать 3 мкм.

#### **6.4. Взаимодействие фемтосекундных лазерных импульсов с тканями глаза**

Метод лазерной коррекции зрения стал применяться с 1986 и получил широкое распространение в мире. В настоящее время в большинстве случаев применяется методика ЛАСИК (LASIK) – лазерный интрастромальный кератомилез (<http://www.allaboutvision.com/visionsurgery/#laser>; <http://www.lasiksurgerynews.com/news/what-is-lasik-surgery.shtml>). При таком методе с поверхности роговицы срезается роговичный лоскут толщиной 90 - 130 мкм, затем формируется заданный профиль эксимерным лазером, после чего лоскут возвращается на место. Общеизвестно такая методика считается наиболее прогрессивной. Не так давно был предложен и разработан уже хорошо

зарекомендовавший себя метод фемто-ЛАСИК (Lubatschowski H. Et al., 2000). В этом методе лоскут не срезается хирургическим ножом, а формируется сеткой упорядоченных микрополостей, образующихся в роговице при воздействии одиночных фемтосекундных лазерных импульсов. В настоящее время проводятся исследования возможности применения фемтосекундных лазерных импульсов для воздействия на другие ткани глаза. Например, в работах (Sacks Z.S. et al., 2002; Sacks Z.S. et al., 2003) изучалась возможность создания микродренажных каналов на задней стороне склеры (белая поверхность глаза) с целью лечения глаукомы. Однако, из-за относительно сильного отличия коэффициентов преломления коллагена ( $n_{col} \approx 1.47$ ) и водной компоненты внутритканевой жидкости ( $n_{water} \approx 1.34$ ) - основные компоненты склеры – склера является сильно-рассеивающей средой (Sacks Z.S. et al., 2002; Sacks Z.S. et al., 2003). Из-за этого применение лазера для воздействия на склеру требует либо использования специфических длин волн, либо специальной обработки образца, например, обезвоживания ткани жесткими и небезопасными в клиническом отношении биосовместимыми дегидратирующими агентами (например, препарат Нураque 76(Sacks Z.S. et al., 2002; Sacks Z.S. et al., 2003)). Именно поэтому первые попытки создания микрополостей в объеме склеры с помощью фемтосекундных лазерных импульсов не увенчались успехом (Jiang F. Et al., 2008). Анализ литературы показал, что существует более безопасный биосовместимый натуральный просветляющий агент – глюкоза (40%-ный водный раствор вещества) Оптический эффект глюкозы обусловлен не нежелательным эффектом дегидратации ткани склеры, а подстройкой показателя преломления внутритканевой жидкости до более высокого показателя преломления ее фибрильной компоненты (Bashkatov A.N. et al, 2009). В этой части главы рассматривается взаимодействие фемтосекундных лазерных импульсов с тканями глаза (роговицей и склерой – предоставлены Центральной клинической больницей РАН), а также возможность применения нетоксического натурального реагента для просветления ткани склеры. Просветление осуществлялось приложением тампона с просветляющим агентом в нужном месте склеры после удаления конъюнктивы.

В экспериментах применялись микрообъективы с числовой апертурой  $NA = 0.17$  и  $0.4$  Для таких объективов размеры перетяжки с учетом коэффициента

преломления составляли: радиус  $w_{\text{calc}} = \frac{\lambda\sqrt{n_0^2 - NA^2}}{\pi NA} \approx 2$  и  $0.9$  мкм, длина  $l_{R,\text{calc}} = \frac{\lambda(n_0^2 - NA^2)}{\pi NA^2} \approx 16$  и  $3$  мкм, где  $n_0 \approx 1.3-1.5$ . С учетом результатов, полученных в п.6.2 при микроструктурировании ПММА, энергия лазерных импульсов в экспериментах не превышала  $60$  мкДж (пиковая мощность менее  $600$  МВт). В качестве образцов применялись свежие срезы роговицы и склеры  $1$ -мм толщины, помещенные на предметное стекло и периодически смачиваемые физиологическим раствором. В соответствии с рекомендациями более ранних работ (Sacks Z.S. et al., 2002; Sacks Z.S. et al., 2003; Jiang F. Et al., 2008; Bashkatov A.N. et al, 2009), в экспериментах со склерой до воздействия лазерных импульсов образцы в течение  $10$  минут подвергались действию биосовместимого клинически-безопасного  $40\%$  раствора глюкозы. После лазерного воздействия образцы исследовались с помощью оптического микроскопа, а также подвергались гистологическому анализу в ЦКБ РАН.

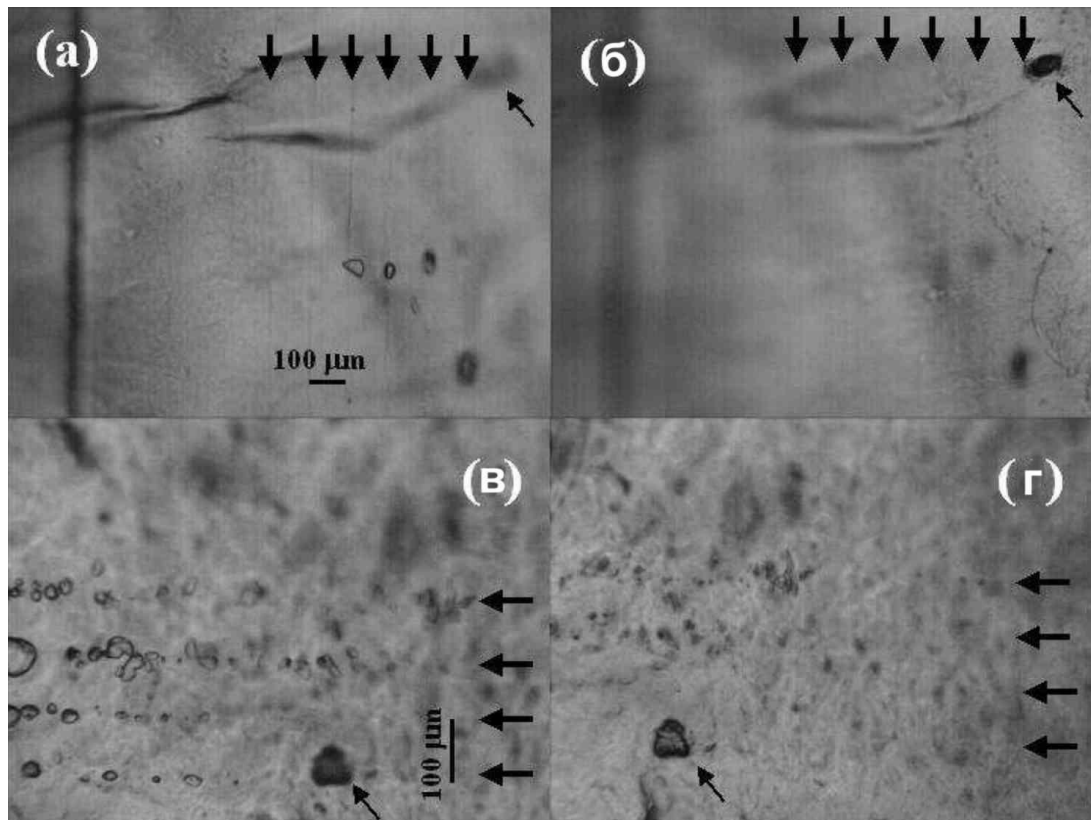


Рис.6.23. Изображение треков микро-пузырьков (показаны стрелками) в роговице (а, б –  $0.8-12$  мкДж,  $NA = 0.4$ ) и в просветленной склере (в, г –  $0.4-36$  мкДж,  $NA = 0.4$ ), полученные с помощью оптического микроскопа. (а, в) – изображение в объеме, (б, г) – изображение поверхности

В экспериментах «in vitro» при одноимпульсом фемтосекундном воздействии формировались внутриобъемные микрополости в роговице и склере тканей донорского глаза. Дорожки, записанные в ткани роговицы при различных энергиях лазерных импульсов (от 0.8 до 12 мкДж,  $NA = 0.4$ ), состояли из отдельных микропузырьков (Рис.6.23а). Длина дорожек составляла около 2 мм, заглубление - около 400 мкм, что определялось с помощью оптической микроскопии. Следует отметить, что нарушение структуры вышерасположенных тканей не наблюдалось (Рис.6.23б). В склере в подобных условиях также были записаны микродорожки 2-мм длины при энергиях 0.4-36 мкДж. Глубина записанных структур также составляла около 400 мкм. В экспериментах со склерой перед воздействием лазерных импульсов применялось предварительное просветление склеры с помощью 40% раствора глюкозы. Наибольшая глубина расположения структур в склере (около 400 мкм, см. Рис.6.23в) находится в разумном согласии с данными из работы (Jiang F. Et al., 2008), где после 10 минутной обработки склеры 40% раствором глюкозы эффективная глубина рассеяния лазерной энергии составляла около 1 мм.

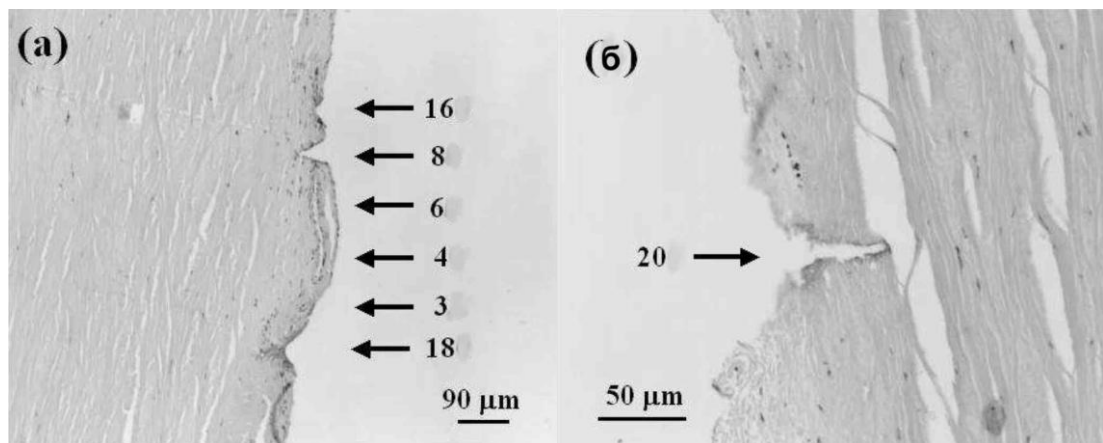


Рис.6.24. Гистологические срезы непросветленной склеры после воздействия фемтосекундных импульсов с энергией: а – 3-18 мкДж, б – 20 мкДж ( $NA = 0.17$ )

Следует отметить, что при проведении экспериментов с непросветленной склерой наблюдалось существенное рассеяние лазерной энергии в тканях склеры. Проведенный последующий гистологический анализ показал наличие только поверхностных кратеров (Рис.6.24) при различных условиях эксперимента ( $NA = 0.17$ , энергия 3-20 мкДж). Глубина таких кратеров не превышала нескольких десятков микрон, тогда как эффективная глубина рассеяния лазерной энергии для

непросветленной склеры составляла около 0.4 мм (Bashkatov A.N. et al., 2009). Также необходимо отметить, что поперечный размер микро-пузырьков, полученных как в роговице, так и в склере несколько превышал ожидаемые размеры перетяжки, что, по-видимому, связано с множественной филаментацией, абберациями и спецификой механизмов формирования микро-пузырьков. Тем не менее, полученные результаты позволяют утверждать, что возможно применение лазерных фемтосекундных импульсов не только при проведении операций на роговице, но, при необходимой подготовке, и на склере, например, для удаления поверхностных опухолей с целью минимизации риска возникновения метастаз.

### **Выводы по главе**

В результате проведенных экспериментов по исследованию распространения сходящихся лазерных пучков, применяемых для лазерной обработки в конденсированных средах, было показано, что микроструктурные изменения в ПММА обусловлены филаментацией лазерных импульсов. При этом множественная филаментация наблюдалась даже в условиях очень сильносходящихся пучков (вплоть до числовой апертуры  $NA=0.65$ ) при мощностях существенно превышающих критическую мощность самофокусировки. Продемонстрировано, что можно выбрать экспериментальные условия, позволяющие достичь наименьших значений диаметра и длины филамента (микроканала) в ПММА. В эксперименте были получены величины  $\sim 2$  мкм и  $\sim 15$  мкм, соответственно ( $NA = 0.65$ ,  $\sim 0.5$  мкДж, скорость сканирования - 200 мкм/с). Уменьшение скорости сканирования (10 мкм/с и менее) позволяло организовать запись линий, шириной  $\sim 3$  мкм.

Экспериментально исследована возможность микромаркировки образцов алмаза и воздействия ультракоротких лазерных импульсов на микрографитовые включения (характерные размеры 10-100 микрометров) с глубиной залегания 1-2 мм. Показано, что при определенных условиях (числовая апертура  $NA = 0.65$ , энергия  $\sim 0.5$  мкДж, скорость сканирования - 2 мкм/с) поперечный размер записываемой структуры составляет не более 1.5 мкм (оптическое разрешение микроскопа не позволяло определить размер более точно). Глубина расположения записанных в эксперименте структур достигала 500 мкм. Таким образом, осуществленный метод записи может быть применен для микромаркировки алмазов, которую планируется



осуществлять в рамках Кимберлийского процесса (<https://www.kimberleyprocess.com>, процесс решения проблемы «конфликтных» алмазов - за счет контрабандной продажи алмазов, нелегально добываемых на неподконтрольной официальным властям территории - в сфере международной торговли необработанными алмазами), где размер записываемых линий не должен превышать 3 мкм, т.е. невидимые невооруженным глазом, но хорошо различимые в помощью оптических приборов. При воздействии на микрографитовые включения обнаружено растрескивание материала образцов при высоких энергиях лазерных импульсов (более 170 мкДж) и многоимпульсной экспозиции. При меньших энергиях импульсов в чистом объеме алмаза возникали оптически контрастные графитовые дефекты с незначительным растрескиванием (при сильной фокусировке). Уменьшение числовой апертуры лазерного пучка приводило к возникновению оптически неконтрастных люминесцирующих протяженных каналов. Необходимость многоимпульсной экспозиции, высокая энергия лазерных импульсов и довольно значительная протяженность таких каналов, несмотря на довольно сильную фокусировку, указывает на филаментационную природу их возникновения (критическая мощность – 0.4 МВт, т.е. энергия 100-фемтосекундного импульса ~40 нДж).

Отдельные результаты описанных выше экспериментов были использованы для получения Патента на изобретение №2465377 «Способ создания оптически проницаемого изображения внутри алмаза, устройство для его осуществления (варианты) и устройство для детектирования указанного изображения».

Следует отметить, что представленные результаты исследований носят демонстрационный характер, поскольку изменение свойств образца алмаза, например, шероховатость поверхности, может приводить к изменению размеров изображения и условий его записи.

Экспериментально продемонстрировано, что при одноимпульсом фемтосекундном воздействии возможно формирование внутриобъемных микрополостей как в роговице, так и в склере тканей донорского глаза. Просветление склеры в экспериментах осуществлялось биосовместимым клинически-безопасным 40% раствором глюкозы в течение 10 минут до воздействия лазерных импульсов.

## Заключение

Проведенные в диссертации исследования направлены на изучение процесса филаментации ультракоротких лазерных импульсах в сходящихся пучках, которые применяются для лазерной обработки широкого круга материалов. Для полноты картины представлены результаты численных расчетов, проведенных научными группами проф.В.П.Кандидова и проф.О.Г.Косаревой из МГУ им.М.В.Ломоносова (Москва) и проф.А.А.Землянова и Ю.Э.Гейнца из ИОА СО РАН (г.Томск). В результате проведенных исследований получены следующие **основные результаты**:

1. Для определения закономерностей филаментации при различных значениях числовой апертуры сходящихся пучков от 0.004 до 0.2 проведены эксперименты с ультракороткими ИК и УФ лазерными импульсами. Показано, что параметры филамента и плазменного канала стабилизируются при числовой апертуре сходящегося пучка более  $10^{-2}$ : интенсивность  $\sim 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>, радиус 2-4 мкм, плотность плазмы  $\sim 3 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Продемонстрировано, что при таких условиях множественная филаментация (наличие нескольких плазменных каналов) наблюдается уже при двух- трех- кратном превышении мощности лазерного импульса над критической мощностью самофокусировки, при этом диаметр отдельных плазменных каналов на порядок меньше, чем при филаментации коллимированных пучков (50-100 мкм).

2. Проведенные эксперименты по изучению распространения сходящихся субтераваттных УФ лазерных импульсов в воздухе (до 200 мДж при длительности импульса  $\sim 900$  фс) показали, что при значительном увеличении мощности ультракороткого лазерного импульса – более 200 раз выше критической мощности самофокусировки ( $\sim 100$  МВт) - происходит изменение характера прохождения таким импульсом перетяжки пучка в режиме множественной филаментации, что проявляется в симметризации (сглаживание) распределения энергии по поперечному сечению пучка.

3. Показано, что в сходящихся пучках генерация третьей гармоники происходит при мощностях импульса в несколько раз меньших, чем критическая мощность самофокусировки ( $\sim 3$  ГВт), т.е. при отсутствии филаментации. Увеличение мощности основного излучения вплоть до 50 ГВт и числовой апертуры

сходящихся пучков до 0.06 приводило к росту энергии генерируемой третьей гармоники до 2.7 мкДж, при этом размеры излучающей области приближались к микронным (2-4 мкм).

4. Проведены экспериментальные исследования влияния фазовых и амплитудных искажений поперечного профиля гауссового пучка, которые создавались с помощью адаптивной оптической системы, оптических элементов и амплитудных масок. В результате воздействия на условия самофокусировки различных областей сходящегося лазерного пучка определены закономерности филаментации ультракоротких лазерных импульсов ИК- и УФ- диапазонов спектра, которые позволили управлять параметрами формирующихся при этом плазменных каналов, включая распределение электронной плотности и пространственные размеры.

5. Представлены результаты по изучению ионизации различных газов ультракороткими УФ и ИК лазерными импульсами в широком диапазоне интенсивностей вплоть до характерных значений, наблюдаемых при филаментации в газах ( $\sim 5 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> для ИК и  $\sim 2 \cdot 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> для УФ диапазонов). Для аргона и азота при переходе режима распространения ультракороткого УФ лазерного импульса от линейного к филаментационному при интенсивностях излучения более 1 ТВт/см<sup>2</sup> происходит изменение механизма ионизации, так при малых интенсивностях ионизация этих газов происходит при поглощении (3+1) квантов, а при интенсивностях, приближающихся и превышающих филаментационный уровень, доминирует нерезонансный четырехфотонный механизм ионизации

6. Проведено экспериментальное исследование распространения ультракоротких лазерных импульсов в конденсированных средах, в том числе в режиме филаментации. Показано, что филаментация, в том числе множественная, наблюдается в сходящихся пучках с числовой апертурой как минимум до 0.65. В результате исследования нелинейного режима распространения сходящихся пучков в конденсированной среде было показано, что в природном алмазе возможно проводить внутриобъемную запись линий с толщиной менее 2 мкм при следующих условиях: числовая апертура  $NA = 0.65$ , энергия  $\sim 0.5$  мкДж, скорость сканирования - 2 мкм/с. Продемонстрирована возможность формирования внутриобъемных микрополостей при лазерном воздействии на просветленную биосовместимым

раствором глюкозы глазную склеру: просветление осуществлялось 40% раствором глюкозы в течение 10 минут до воздействия лазерных импульсов.

Таким образом, в работе рассмотрены и сформулированы основополагающие представления о формировании параметров сходящегося лазерного пучка, который применяется для обработки широкого круга материалов, при его распространении в режиме филаментации, а также параметров плазменных каналов, образующихся при таком распространении; показано существенное отличие процессов, протекающих при филаментации сходящихся пучков по сравнению с коллимированными.

## **Благодарности**

Выражаю глубокую благодарность коллегам за плодотворное сотрудничество. Особенную благодарность хочу выразить Геннадию Андреевичу Месяцу, благодаря содействию которого оказалось возможным создание и запуск фемтосекундной лазерной установки. Также благодарю заведующего лабораторией Газовых лазеров Андрея Алексеевича Ионина за помощь в организации работ. Спасибо молодым сотрудникам Елене Сергеевне Сунчугашевой и Дарье Вадимовне Мокроусовой за помощь в проведении экспериментов.

Отдельно благодарю коллег по лаборатории: Дмитрия Васильевича Сеницына, Андрея Александровича Коткова, Юрия Михайловича Климачева, Андрея Юрьевича Козлова, Сергея Ивановича Кудряшова и Нину Анатольевну Ионину за создание творческой обстановки, помощь в экспериментах и обсуждение результатов.

От души благодарю коллег, занимающихся численными расчетами, Валерия Петровича Кандидова, Святослава Александровича Шленова, Александра Александровича Дергачева, Ольгу Григорьевну Косареву, Николая Андреевича Панова, Юрия Эльмаровича Гейнца и Алексея Анатольевича Землянова за плодотворное сотрудничество.

Также хочу поблагодарить своих родных, особенно свою жену, за моральную поддержку.

**Список публикаций автора в рецензируемых журналах  
по теме диссертации**

1. Зворыкин В. Д., Ионин А. А., Кудряшов С. И., Пономарев Ю. Н., Селезнев Л. В., Синицын Д. В., Тихомиров Б. А. «Нелинейное поглощение ультрафиолетовых фемтосекундных лазерных импульсов в аргоне,» *Письма в ЖЭТФ*, **88** (1), 10-13, 2008.
2. Ионин А. А., Кудряшов С. И., Макаров С. В., Селезнев Л. В., & Синицын Д. В. «Множественная филаментация мощных фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе,» *Письма в ЖЭТФ*, **90** (6), 467-472, 2009.
3. Ionin A. A., Kudryashov S. I., Ponomarev Y. N., Seleznev L. V., Sinitsyn D. V., Tikhomirov B. A., Zvorykin V. D. «Absorption and ionization of molecular nitrogen by UV femtosecond laser pulses,» *Opt. Comm.*, **282**(1), 45-47, 2009.
4. Alekhin A. A., Ionin A. A., Kozhushko S. E., Kourylyova I. M., Kudryashov S. I., Kuz'min K. K., Zakharov S. D. «In vitro femtosecond laser subsurface micro-disruption inside human cornea and pre-cleared sclera,» *Las. Phys. Letts*, **7**(6), 463-466, 2010.
5. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Ионин А.А., Кудряшов С.И., Селезнев Л.В., Синицын Д.В., Сунчугашева Е.С., «Особенности филаментации остросфокусированных ультракоротких лазерных импульсов в воздухе», *ЖЭТФ*, **138** (5), 822-829, 2010.
6. Ionin A.A., Kudryashov S.I., Mikhin K.E., Seleznev L.V., Sinitsyn D.V. «Bulk femtosecond laser marking of natural diamonds,» *Las. Phys.*, **20**(8), 1778-1782, 2010.
7. Ionin A.A., Kudryashov S.I., Seleznev L.V., Sinitsyn D.V., Sunchugasheva E.S., Fedorov V.Y. «Third harmonic generation by ultrashort laser pulses tightly focused in air,» *Las. Phys.*, **21** (3), 500-504, 2011.
8. Ионин А.А., Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кудряшов С.И., Селезнев Л.В., Синицын Д.В., Сунчугашева Е.С. «Особенности фокусированного распространения мощных лазерных импульсов фемтосекундной длительности в воздухе при пониженном давлении», *Опт. атм. и океана*, **25** (1), 18-25, 2012.

9. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Ионин А.А., Кудряшов С.И., Селезнев Л.В., Сеницын Д.В., Сунчугашева Е.С. «Нелинейное распространение мощного фокусируемого фемтосекундного лазерного импульса в воздухе при атмосферном и пониженном давлении», *Квант. Электрон.*, **42** (4), 319-326, 2012.
10. Дергачев А.А., Ионин А.А., Кандидов В.П., Селезнев Л.В., Сеницын Д.В., Сунчугашева Е.С., Шленов С.А. «Филаментация фемтосекундных ИК и УФ импульсов при фокусировке в воздухе», *Квант. Электрон.*, **43** (1), 29-36, 2013.
11. Ionin A.A., Iroshnikov N.G., Kosareva O.G., Larichev A.V., Mokrousova D.V., Panov N.A., Seleznev L.V., Sinitsyn D.V., Sunchugasheva E.S. «Filamentation of femtosecond laser pulses governed by variable wavefront distortions via a deformable mirror,» *JOSA B: Opt. Phys.*, **30** (8), 2257-2262, 2013.
12. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Изюмов Н.А., Ионин А.А., Кудряшов С.И., Селезнев Л.В., Сеницын Д.В., Сунчугашева Е.С. «Самофокусировка профилированных световых пучков ультракороткого лазерного излучения в воздухе», *ЖЭТФ* **143** (2), 228-237, 2013.
13. Дергачев А.А., Ионин А.А., Кандидов В.П., Д.В. Мокроусова, Селезнев Л.В., Сеницын Д.В., Сунчугашева Е.С., Шленов С.А., Шустикова А.П. «Плазменные каналы при филаментации в воздухе фемтосекундного лазерного излучения с астигматизмом волнового фронта», *Квант. Электрон.*, **44** (12), 1085-1090, 2014.
14. Dergachev A. A., Ionin A.A., Kandidov V. P., Mokrousova D. V., Seleznev L.V., Sinitsyn D.V., Sunchugasheva E.S., Shlenov S. A., Shustikova A. P. «Effect of nonlinearity in the pass-through optics on femtosecond laser filament in air,» *Las. Phys. Letts.*, **12** (1), 015403 (1-4), 2015.
15. Zvorykin V. D., Ionin A. A., Levchenko A. O., Seleznev L. V., Shutov A. V., Sinitsyn D. V., Smetanin I.V., Ustinovskii N. N., «Effects of picosecond terawatt UV laser beam filamentation and a repetitive pulse train on creation of prolonged plasma channels in atmospheric air,» *Nuclear Instr. and Methods in Phys. Research Sec. B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, **309**, 218-222, 2013.

16. Ionin A.A., Seleznev L.V. and Sunchugasheva E.S., «Formation of plasma channels in air under filamentation of focused ultrashort laser pulses,» *Las. Phys.*, **25**, 033001 (1-14), 2015.
17. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Ионин А.А., Мокроусова Д.В., Селезнев Л.В., Синецын Д. В., Сунчугашева Е.С. «Сравнительный анализ постфокальной филаментации сфокусированных лазерных импульсов УФ и ИК излучения в воздухе», *Квант. Электрон.*, **45** (4), 321-329, 2015.
18. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Ионин А.А., Мокроусова Д.В., Селезнев Л.В., Синецын Д.В., Сунчугашева Е.С., «Постфиламентационное распространение мощных лазерных импульсов в режиме узконаправленных световых каналов в воздухе», *Квант. Электрон.*, **46** (11), 1009-1014, 2016.

#### **Публикации автора в материалах международных конференций**

1. Zvorykin V.D., Ionin A.A., Kudryashov S.I., Levchenko A.O., Molchanov A.G., Seleznev L.V., Sinitsyn D.V., Ustinovskii N.N., (2008) Plasma channels in air produced by UV laser beam: Mechanisms of photoionization and possible applications, *3rd International Conference on Charged and Neutral Particles Channeling Phenomena "Channeling 2008"*, 25 October – 1 November, Book of abstracts, p. 105
2. Ionin, A. A., Kudryashov, S. I., Ponomarev, Y. N., Seleznev, L. V., Sinitsyn, D. V., Tikhomirov, B. A., ... & Zvorykin, V. D. (2009). Nonlinear ionization of pure atomic and molecular gases by intense UV femtosecond laser pulses. *XVII International Symposium on Gas Flow, Chemical Lasers, and High-Power Lasers*, 15–19 September, Proc. SPIE **7131**, p. 71311K
3. Ionin A.A., Kudryashov S.I., Ponomarev Yu.N., Seleznev L.V., Sinitsyn D.V., Tikhomirov B.A., and Zvorykin V.D. (2009) Non-linear absorption and ionization of atomic and molecular gases by intense UV femtosecond laser pulses, *4th International Conference on the Frontiers of Plasma Physics and Technology*, 6-10 April, Book of abstracts, p.22
4. Zaharov S., Ionin A., Kojushko S., Kudryashov S., Seleznev L., Sinitsyn D., Alexin A., Kuryleva I., Lixvantseva V., Samoilov M., (2009) Femtosecond laser



- microstructurization in non-conductor and its application in ophthalmology, *VI International Conference "Beam technologies and laser application"*, 23-25 September, Abstracts of papers and program, p.97
5. Kudryashov S.I., Ionin A.A., Makarov S.V., Seleznev L.V., Sinitsyn D.V., (2009) Multi-filamentation of high-power femtosecond laser pulses in air: optical and acoustic probing, *X International Conference Laser & laser information technologies: fundamental problems & applications and VI International Symposium Laser technologies & laser*, 18–22 October, Proc. of ILLA/LTL-2009, p.428 (2010)
  6. Kudryashov S.I., Ionin A.A., Seleznev L.V., Sinitsyn D.V., (2009) Femtosecond laser microstructuring inside bulk transparent materials: optical and acoustic studies, *X International Conference Laser & laser information technologies: fundamental problems & applications and VI International Symposium Laser technologies & laser*, 18–22 October, Proc. of ILLA/LTL 2009, p.428 (2010)
  7. Ionin A.A., Kozhushko S.E., Kudryashov S.I., Seleznev L.V., Sinitsyn D.V., Zakharov S.D., Alekhin A.V., Likhvantseva V.G., Samoylov M.V., (2009) Basic physical processes and perspectives of femtosecond laser eye micro-surgery, *X International Conference Laser & laser information technologies: fundamental problems & applications and VI International Symposium Laser technologies & laser*, 18–22 October, Proc. of ILLA/LTL 2009, p.433 (2010)
  8. Ionin A.A., Kudryashov S.I., Seleznev L.V., Sinitsyn D.V., Tikhonov A., Zvorykin V.D., (2009) Non-linear absorption and ionization of atomic and molecular gases by intense UV femtosecond pulses, *XVI Symposium High Resolution Molecular Spectroscopy (HIGHRUS 2009)*, 5–10 July, Abstracts of Reports, p.26
  9. Seleznev L.V., Ionin A.A., Kudryashov S.I., Sinitsyn D.V., Sunchugasheva E.S., Tikhomirov B.A., Fil' A.A., Ponomarev Yu.N., Popov A.M., Tikhonova O.V., Volkova E.A., (2010) Nonlinear photo-processes in gases induced by strong ultrashort laser fields, *XIX International Conference on Coherent and Nonlinear Optics/Lasers, Applications, and Technologies (ICONO/LAT-2010)*, Technical program, abstracts p.28
  10. Ionin A.A., Kudryashov S.I., Selezhev L.V., Sinitsyn D.V., Sunchugasheva E.S., Ponomarev Y.N., Tikhomirov B.A., Fil A.A., (2010) Nonlinear absorption and ionization in atomic and molecular gases impacted by femtosecond laser pulses with

- wavelengths of 248 and 744 nm, *XIX International Conference on Coherent and Nonlinear Optics/Lasers, Applications, and Technologies (ICONO/LAT-2010)*, 23-27 August, Technical program, abstracts, p.40
11. Seleznev L.V., Ionin A.A., Kudryashov S.I., Sinitsyn D.V., Sunchugasheva E.S., Geints Yu.E., Zemlyanov A.A., (2010) Filamentation of sharply focused femtosecond laser pulses in air, *XIX International Conference on Coherent and Nonlinear Optics/Lasers, Applications, and Technologies (ICONO/LAT-2010)*, 23-27 August, Technical program, abstracts, p.59
  12. Kudryashov S., Ionin A., Seleznev L., Sinitsyn D., (2010) Comparative ultrasonic characterization of femtosecond and nanosecond laser propulsion, *XIX International Conference on Coherent and Nonlinear Optics/Lasers, Applications, and Technologies (ICONO/LAT-2010)*, 23-27 August, Technical program, abstracts, p.96
  13. Sunchugasheva E.S., Ionin A.A., Kudryashov S.I., Seleznev L.V., Sinitsyn D.V., (2010) Third harmonic generation by sharply focused femtosecond laser pulses in air, *XIX International Conference on Coherent and Nonlinear Optics/Lasers, Applications, and Technologies (ICONO/LAT-2010)*, 23-27 August, Technical program, abstracts, p.110
  14. Seleznev L.V., Ionin A.A., Kudryashov S.I., Sinitsyn D.V., Sunchugasheva E.S., (2010) Self-focusing and plasma defocusing of sharply focused femtosecond laser pulses in air, *XIX International Conference on Coherent and Nonlinear Optics/Lasers, Applications, and Technologies (ICONO/LAT-2010)*, 23-27 August, Technical program, abstracts, p.110
  15. Ionin A.A., Kudryashov S.I., Seleznev L.V., Sinitsyn D.V., Sunchugasheva E.S., Geints Yu.E., Zemlyanov A.A., (2011) Formation of plasma channels and mini-filaments under tight focusing of femtosecond laser pulses in air, *53 Annual Meeting of the American Physical Society Division of Plasma Physics co-located with 64 th Annual Gaseous Electronics Conf.*, 14–18 November, Bull. of American Phys.Soc., **56** (16) 183 (2011)
  16. Ionin A. A., Seleznev L. V., & Sunchugasheva E. S. (2013). Controlling plasma channels through ultrashort laser pulse filamentation. *Technologies for Optical Countermeasures X; and High-Power Lasers 2013: Technology and Systems*, 23-26 September, Proc. of SPIE **8898**, p. 88980Z

17. Ionin A., Seleznev L., and Sunchugasheva E., (2013) Control of plasma channel parameters at filamentation of femtosecond laser pulses, *22th International Laser Physics Workshop (LPHYS'13)*, 15–19 July, Book of Abstracts, p. 56
18. Ionin A., Selznev L. and Sunchugasheva E., (2014) Formation of plasma channels in air under filamentation of focused ultrashort laser pulses, *5th International Symposium on Filamentation (COFIL2014)*, 18-24 September, Book of Abstracts, p.26
19. Ionin A., Selznev L. and Sunchugasheva E., (2014) Formation of plasma channels in air under filamentation of focused ultrashort laser pulses, *3-rd International Symposium on Laser Interaction with Matter LIMIS*, 2 - 5 November, Book of abstracts, p.110
20. Ionin A. A., Kudryashov S. I., Mokrousova D. V., Seleznev L. V., Sinitsyn D. V., & Sunchugasheva E. S. (2014). Filamentation of IR and UV double femtosecond laser pulses. *16th International Conference on Laser Optics 2014*, 30 June - 4 July, Conference Paper, pp. 1
21. Ionin A. A., Mokrousova D. V., Seleznev L. V., Shustikova A. P., Sinitsyn D. V., Sunchugasheva E. S., Dergachev A. A., Kandidov V. P., Shlenov S. A. (2014). Femtosecond laser pulse filamentation with wave front modulation via pass-through optics. *International Conference on Laser Optics 2014.*, 30 June - 4 July, Conference Paper, pp. 1
22. Shlenov S. A., Dergachev A. A., Ionin A. A., Kandidov V. P., Mokrousova D. V., Seleznev L. V., Sinitsyn D. V., Sunchugasheva E. S., Shustikova A. P. (2015). Femtosecond laser filament and plasma channels in focused beam in air. *18th International School on Quantum Electronics: Laser Physics and Applications*, 29 September – 03 October, Proc. of SPIE **9447**, p. 944717
23. Ionin A.A., Mokrousova D.V., Seleznev L.V., Sunchugasheva E.S. (2017) Filamentation of focused femtosecond laser pulses, *XIII International Conference on pulsed lasers and laser applications (AMPL-2017)*, 10-15 September, Conference abstract, p.68

### Список литературы

- Аскарьян Г. А., «Воздействие градиента поля интенсивного электромагнитного луча на электроны и атомы,» *ЖЭТФ*, **42**, 1567, 1962.
- Бакаев В. Г., Вадковский А. Д., Данилов Е. О., Григорьянц Е. А., Зворыкин В. Д., Метревели Г. Е., Сычугов Г. В., «Формирование электронных пучков для накачки широкоапертурного эксимерного лазера "ГАРПУН",» *Квант. электрон.*, **21**(1), 7, 1994.
- Басов Н.Г., Крюков П.Г., Сенатский Ю.В., Чекалин С.В., «Получение мощных ультракоротких импульсов света в лазере на неодимовом стекле,» *ЖЭТФ*, **57**, 1175, 1969.
- Беленов Э. М., Крюков П. Г., Назаркин А. В., Сметанин И. В., «Фотоионизация газа лазерным УКИ при двухфотонном возбуждении промежуточного уровня,» *Квант. электрон.*, **19**(12), 1191, 1992.
- Беспалов В.И., Таланов В.И., «О нитевидной структуре пучков света в нелинейных жидкостях,» *Письма в ЖЭТФ*, **3**(12) 471 (1966).
- Борн М., Вольф Э., Основы оптики, Москва: Наука, 1970, 855.
- Букин О.А., Быкова Е.Е., Гейнц Ю.Э., Голик С.С., Землянов А.А., Ильин А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г., Ошлаков В.К., Соколова Е.Б., «Филаментация остросфокусированного ультракороткого лазерного излучения на 800 и 400 нм. Измерения нелинейного коэффициента преломления воздуха,» *Опт. атм. и океана*, **24**(5), 351, 2011.
- Волкова Е.А., Гридчин В.В., Попов А.М., Тихонова О.В., «Туннельная ионизация атома водорода в лазерном импульсе короткой и ультракороткой длительности,» *ЖЭТФ*, **129** (1), 48, 2006.
- Делоне Н.Б., Крайнов В.П., Атом в сильном световом поле, Москва, Атомиздат, 1978.
- Дергачев А.А., Ионин А.А., Кандидов В.П., Селезнев Л.В., Сеницын Д.В., Сунчугашева Е.С., Шленов С.А., «Филаментация фемтосекундных ИК и УФ импульсов при фокусировке в воздухе,» *Квант. электрон.*, **43**(1), 29, 2013.

- Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., «Режим нестационарного самовоздействия острофокусированного мощного фемтосекундного лазерного импульса в воздухе,» *Опт. атмосф. и океана*, **21** (9) 793, 2008а.
- Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., «Особенности пространственной фокусировки мощного фемтосекундного лазерного импульса в воздухе,» *Квант. электрон.*, **38** (12) 1127, 2008б.
- Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г., Степанов А.Н., «Формирование филамента фемтосекундного лазерного импульса в воздухе после фокуса оптической системы,» *Опт. атм. и океана*, **25**(9) 745, 2012.
- Голубцов И.С., Кандидов В.П., Косарева А.Г., «Коническая эмиссия мощного фемтосекундного лазерного импульса в атмосфере,» *Опт. атм. и океана*, **14**, 335, 2001.
- Григорьев И.С., Мейлихов Е.З. (ред.), *Физические величины*, Москва, Энергоатомиздат, 1991.
- Кандидов В.П., Косарева О.Г., Шленов С.А., «Влияние нестационарной самодефокусировки на распространение мощных фемтосекундных лазерных импульсов в газах в условиях ионизации,» *Квант. электрон.*, **21**, 971, 1994.
- Кандидов В.П., Косарева О.Г., Колтун А.А., «Нелинейно-оптическая трансформация мощного фемтосекундного лазерного импульса в воздухе,» *Квант. электрон.*, **33**, 69, 2003.
- Кандидов В.П., Голубцов И.С., Косарева О.Г., «Источники суперконтинуума в мощном фемтосекундном лазерном импульсе при распространении в жидкости и газе,» *Квант. Электрон.*, **34**(4) 348, 2004.
- Кандидов В.П., Шлёнов С.А., Косарева О.Г., «Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения,» *Квант. Электрон.*, **39**, 205, 2009.
- Келдыш Л.В., «Ионизация в поле сильной электромагнитной волны,» *ЖЭТФ*, **47**, 1945, 1964.

- Киселев А.М., Пономарев Ю.Н., Степанов А.Н., Тихомиров А.Б., Тихомиров Б.А., «Поглощение фемтосекундного излучения Ti:Sa-лазера атмосферным воздухом и водяным паром,» *Опт. Атм. и океана*, **19**, 678, 2006.
- Козлов В.С., Панченко М.В., Тихомиров А.Б., Тихомиров Б.А., «Измерение аэрозольного поглощения излучения с длиной волны 694,300 нм в приземном слое воздуха,» *Опт. Атм. и океана*, **15(9)** 756, 2002.
- Косарева О.Г., Григорьевский А.В., Кандидов В.П., «Формирование протяженных плазменных каналов в конденсированной среде в результате аксиконной фокусировки фемтосекундного лазерного импульса,» *Квант. электрон.*, **35**, 1013, 2005.
- Луговой В.Н., Прохоров А.М., «О возможном объяснении мелкомасштабных нитей самофокусировки,» *Письма в ЖЭТФ*, **7**, 153, 1968.
- Пилипецкий Н.Ф., Рустамов А.Р., «Наблюдение самофокусировки света в жидкостях,» *Письма в ЖЭТФ*, **2**, 88, 1965.
- Райзер Ю.П., Физика газового разряда, 1987, М.Наука.
- Радциг А.А., Смирнов Б.М., Параметры атомов и атомных ионов, Москва, Энергоатомиздат, 1986.
- Таланов В.И., «Самофокусировка электромагнитных волн в нелинейных средах,» *Изв. ВУЗов, Радиоф.*, **7**, 564, 1964.
- Таланов В.И., «О самофокусировке волновых пучков в нелинейных средах,» *Письма в ЖЭТФ*, **2(5)** 218, 1965.
- Таланов В.И., «О фокусировке света в кубичных средах,» *Письма в ЖЭТФ*, **11(6)**, 199, 1970.
- Чекалин С. В., Кандидов В. П. «От самофокусировки световых пучков—к филаментации лазерных импульсов», *УФН*, **183(2)**, 133 (2013)
- Шленов С.А., Кандидов В.П., «Формирование пучка филаментов при распространении фемтосекундного лазерного импульса в турбулентной атмосфере. Часть 1. Метод,» *Опт. атм. и океана*, **17(8)** 630, 2004.

- Akozbek N., Iwasaki A., Becker A., Scalora M., Chin S.L., Bowden C.M., «Third-harmonic generation and self-channeling in air using high-power femtosecond laser pulses,» *Phys. Rev. Lett.*, **89**(14) 143901, 2002.
- Akozbek N., Becker A., Scalora M., Chin S.L., Bowden C.M., «Continuum generation of the third-harmonic pulse generated by an intense femtosecond IR pulse in air,» *Appl. Phys. B*, **77**, 177, 2003.
- Akturk S., Zhou B., Franco M., Couairon A., Mysyrowicz A., «Generation of long plasma channels in air by focusing ultrashort laser pulses with an axicon,» *Opt. Commun.*, **282**, 129, 2009.
- Alekseev S. V., Ivanov M. V., Ivanov N. G., Losev V. F., Mesyats G. A., Mikheev L. D., Panchenko Yu. N., Ratakhin N. A., Yastremskii A. G. «THL-100 Multi-Terawatt Laser System of Visible Range,» *Russian Physics Journal*, **60**(8), 1346, 2017.
- Alfano R. R., & Shapiro S. L. «Emission in the region 4000 to 7000 Å via four-photon coupling in glass,» *Phys. Rev. Letts*, **24**(11), 584, 1970a.
- Alfano R. R., & Shapiro S. L. «Observation of self-phase modulation and small-scale filaments in crystals and glasses,» *Phys. Rev. Letts*, **24**(11), 592, 1970b.
- Alfano R.R., *The Supercontinuum Laser Source*” New York,: Springer Science+Business Media, 2006.
- Ashcom J. B., PhD thesis (Harvard University, 2003);  
[http://mazur\\_www.harvard.edu/publications.php?function=display&rowid=169](http://mazur_www.harvard.edu/publications.php?function=display&rowid=169).
- Avizonis P. V., Doss T. T., & Heimlich R. «Measurements of Beam Divergence of Q-Switched Ruby Laser Rods,» *Rev. of Scientific Instr.*, **38**(3), 331, 1967.
- Balling P. & Schou J., «Femtosecond-laser ablation dynamics of dielectrics: basics and applications for thin films,» *Rep.on Progress in Phys.*, **76**(3), 036502, 2013.
- Barcikowski S., Hahn A., Kabashin A. V., & Chichkov B. N. «Properties of nanoparticles generated during femtosecond laser machining in air and water,» *Appl. Phys.s A*, **87**(1), 47, 2007.
- Bashkatov A.N., Genina E.A., Kochubey V.I., Kamenskikh T.G., Tuchin V.V., «Optical clearing of human eye sclera,» *Proc. SPIE* **7163**, 71631R, 2009.

- Becker A., Aközbeke N., Vijayalakshmi K., Oral E., Bowden C.M., Chin S.L., «Intensity clamping and re-focusing of intense femtosecond laser pulses in nitrogen molecular gas,» *Appl. Phys. B*, **73**, 287, 2001.
- Bejot P., Kasparian J., Henin S., Loriot V., Vieillard T., Hertz E., Faucher O., Lavorel B., Wolf J.P., «Higher-Order Kerr Terms Allow Ionization-Free Filamentation in Gases,» *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 103903, 2010.
- Berge L., Skupin S., Nuter R., Kasparian J., Wolf J.-P., «Ultrashort filaments of light in weakly ionized, optically transparent media,» *Rep. Prog. Phys.*, **70**, 1633, 2007.
- Bernhardt J., Liu W., Theberge F., Xu H.L., Daigle J.F., Chateauneuf M., Dubois J., Chin S.L., «Spectroscopic analysis of femtosecond laser plasma filament in air,» *Opt. Commun.*, **281**(5), 1268, 2008.
- Bominaar J., Schoemaeker C., Dam N., Ter Meulen J. J., Groenenboom G. C., «(2+1)REMPI on molecular nitrogen through the  $1+ \Sigma_g (II)$ -state,» *Chem. Phys. Lett.* **435**, 242, 2007.
- Bourn O. L., & Alcock A. J. «Ultraviolet and visible single-shot autocorrelator based on multiphoton ionization,» *Rev. of Scientific Instr.*, **57**(12), 2979, 1986.
- Boyd R.W., *Nonlinear Optics*, 2nd ред., Boston: Academic Press, 2003.
- Boyd R.W., Lukishova S.G., Shen Y.R., *Self-focusing: Past and Present*, New York: Springer Science+Business Media, LLC, 2009.
- Braun A., Korn G., Liu X., Du D., Squier J., Mourou G., «Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air,» *Opt. Lett.*, **20**, 73, 1995.
- Bricchi E., Klappauf B. G., and Kazansky P. G., «Form birefringence and negative index change created by femtosecond direct writing in transparent materials,» *Opt.Lett.*, **29**, 119, 2004.
- Brodeur A., Chien C.Y., Ilkov F.A., Chin S.L., Kosareva O.G., Kandidov V.P., «Moving focus in the propagation of ultrashort laser pulses in air,» *Opt. Lett.*, **22**, 304, 1997.
- Brodeur, A., & Chin, S. L., «Ultrafast white-light continuum generation and self-focusing in transparent condensed media,» *JOSA B*, **16**(4), 637, 1999.



- Chiao R.Y., Garmire E., Townes C.H., «Self-Trapping of Optical Beams,» *Phys. Rev. Let.*, **13**, 479, 1964.
- Chiao R.Y., Garmire E., Townes C.H., «Dynamics of the self-trapping of intense light beams,» *Phys. Rev. Let.* , **16**, 347, 1966.
- Chin S.L., Petit S., Liu W., Iwasaki A., Nadeau M.-C., Kandidov V.P., Kosareva O.G., and Andrianov K. Yu., «Interference of transverse rings in multifilamentation of powerful femtosecond laser pulses in air,»” *Opt. Commun.*, **210**, 329, 2002a.
- Chin S.L. , Talebpour A., Yang J., Petit S., Kandidov V.P., Kosareva O.G., Tamarov M.P., «Filamentation of femtosecond laser pulses in turbulent air,» *Appl. Phys. B*, **74**, 67, 2002b.
- Chin S.L. , «The physics and the challenge of the propagation of powerful femtosecond laser pulses in optical media,» *Phys. Can.*, **60**, 273, 2004.
- Chin S.L., Hosseini S.A., Liu W., Luo Q., Theberge F., Aközbek N., Becker A., Kandidov V.P., Kosareva O.G., Schroeder H., «The propagation of powerful femtosecond laser pulses in optical media: physics, applications, and new challenges,» *Can. J. of Phys.*, **83**, 863, 2005.
- Chin S.L., «Femtosecond Laser Filamentation,» в *Springer series on atomic, optical and plasma physics*, New York, Springer Science + Business Media, LLC, 55, 2010a
- Chin S.L., «Filamentation Nonlinear Optics: Third Harmonic Generation and Four-Wave-Mixing Inside a Filament,» в *Femtosecond Laser Filamentation, Volume 55*, New York, Springer Science+Business Media, 77, 2010b.
- Chin S.L., Wang T.-J., Marceau C., Wu J., Liu J.S., Kosareva O., Panov N., Chen Y.P., Daigle J.-F., Yuan S., Azarm A., Liu W.W., Seideman T., Zeng H.P., Richardson M., Li R., Xu Z.Z., «Advances in intense femtosecond laser filamentation in air,» *Las. Phys.*, **22**, 1, 2012.
- Chiron A., Lamouroux B., Lange R., Ripoche J.-F., Franco M., Prade B., Bonnaud G., Riazuelo G., Mysyrowicz A., «Numerical simulations of the nonlinear propagation of femtosecond optical pulses in gases,» *Eur. Phys. J. D*, **6**, 383, 1999.

- Couairon A., Bergé L., «Light filaments in air for ultraviolet and infrared wavelengths,» *Phys. Rev. Lett.*, **88**(13) 135003, 2002.
- Couairon A., Sudrie L., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A., «Filamentation and damage in fused silica induced by tightly focused femtosecond laser pulses,» *Phys. Rev. B* **71**, 125435, 2005.
- Couairon A., Mysyrowicz A., «Femtosecond filamentation in transparent media,» *Phys. Rep.*, **441**, 47, 2007.
- Daigle J.-F., Jaro'n-Becker A., Hosseini S., Wang T.-J., Kamali Y., Roy G., Becker A., Chin S. L., «Intensity clamping measurement of laser filaments in air at 400 and 800 nm,» *Phys. Rev. A*, **82**, 023405, 2010.
- Dausinger F. and Friedemann L., «emtosecond technology for technical and medical applications, Vol. 96. Springer Science & Business Media, 2004.
- Davis, K. M., Miura, K., Sugimoto, N., & Hirao, K. «Writing waveguides in glass with a femtosecond laser,» *Opt. letts*, **21**(21), 1729, 1996.
- Deng Y.P., Zhu J.B., Ji Z.G., Liu J.S., Shuai B., Li R.X., Xu Z.Z., Théberge F., Chin S.L., «Transverse evolution of a plasma channel in air induced by a femtosecond laser,» *Opt. Lett.*, **31**(4), 546, 2006.
- Diddams, S. A., Eaton, H. K., Zozulya, A. A., & Clement, T. S. «Amplitude and phase measurements of femtosecond pulse splitting in nonlinear dispersive media,» *Opt. Lett.*, **23**(5), 379, 1998.
- Durand M., Houard A., Prade B., Mysyrowicz A., Durécu A., Moreau B., Fleury D., Vasseur O., Borchert H., Diener K., Schmitt R., Théberge F., Chateaufneuf M., Daigle J.-F., Dubois J., «Kilometer range filamentation,» *Opt. Express*, **21**, 26836, 2013.
- Eliezer S., Eliaz N., Grossman E., Fisher D., Gouzman I., Henis Z., Pecker S., Horovitz Y., Fraenkel M., Maman S., & Lereah, Y. «Synthesis of nanoparticles with femtosecond laser pulses,» *Phys. Rev. B*, **69**(14), 144119, 2004.
- Faccio D., Couairon A., Trapani P.D., *Conical Waves, Filaments and Nonlinear Filamentation Optics*, Rome: ARACNE, 2007.

- Fedorov M.V., Movsesian A.M., «Field-induced effects of narrowing of photoelectron spectra and stabilisation of Rydberg atoms,» *J.Phys.B*, **21**, L155, 1998.
- Fedorov V.Yu., Kandidov V.P., «Filamentation of laser pulses with different wavelengths in air,» *Las. Phys.*, **18**, 1530, 2008.
- Fedotov A. B., Koroteev N. I., Loy M. M. T., Xiao X., Zheltikov A. M., «Saturation of third-harmonic generation in a plasma of self-induced optical breakdown due to the self-action of 80-fs light pulses,» *Opt. Commun.*, **133**, 587, 1997.
- Feit, M.D., Fleck, J.A., «Effect of refraction on spot-size dependence of laser-induced breakdown,» *Appl. Phys. Lett.*, **24**, 4, 169, 1974.
- Fibich G., Papanicolaou G., «Self-focusing in the perturbed and unperturbed nonlinear Schrödinger equation in critical dimension,» *SIAM J. Appl. Math.*, **60**(1), 183, 1999.
- Fibich, G., Eisenmann, S., Ilan, B., Erlich, Y., Fraenkel, M., Henis, Z., Gaeta, A.L., Zigler, A., «Self-focusing distance of very high power laser pulses,» *Opt. Express*, **13** (15), 5897, 2005.
- Franken P., Hill A., Peters C., Weinreich G., «Generation of Optical Harmonics,» *Phys. Rev. Lett.*, **7**, 118, 1961.
- Freeman R.R. and Bucksbaum P.H., «Investigations of above-threshold ionization using subpicosecond laser pulses,» *J.Phys.B*, **24**, 325, 1991.
- Gaeta A.L., «Catastrophic Collapse of Ultrashort Pulses,» *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 3582, 2000.
- Ganeev R.A., Suzuki M., Baba M., Kuroda H., Kulagin I.A., «Third-harmonic generation in air by use of femtosecond radiation in tight-focusing conditions,» *Appl. Opt.*, **45**(4), 748, 2006.
- Geints Y.E., Zemlyanov A.A., «Self-focusing of a focused femtosecond laser pulse in air,» *Appl. Phys. B*, **101**, 735, 2010.
- Glezer E. N., Milosavljevic M., Huang L., Finlay R. J., Her T.H., Callan J. P., and Mazur E., «Three-dimensional optical storage inside transparent materials,» *Opt. Lett.* **21**, 2023, 1996.

- Glowina J. H., Misewich J., & Sorokin P. P. «Ultrafast ultraviolet pump–probe apparatus,» *JOSA B*, **3**(11), 1573, 1986.
- Guthrie J. A., Wang X. X., and Radziemski L. J., «Resonance-enhanced multiphoton ionization of N<sub>2</sub> at 193 and 248 nm detected by N<sub>2</sub><sup>+</sup> fluorescence,» *Chem. Phys. Lett.* **170**, 117, 1990.
- Hao Z.-Q., Zhang J., Xi T.-T., Yuan X.-H., Zheng Z.-Y., Lu X., Yu M.-Y., Li Y.-T., Wang Z.-H., Zhao W., We Z.-Y., «Optimization of multiple filamentation of femtosecond laser pulses in air using a pinhole,» *Opt. Express*, **15**, 16102, 2007.
- Hercher M., «Laser-induced damage in transparent media,» *J. of Opt. Soc. of Am.*, **54**, 563, 1964.
- Hnatovsky C., Taylor R.S., Simova E., Bhardwaj V.R., Rayner D.M., Corkum P.B., «High-resolution study of photoinduced modification in fused silica produced by a tightly focused femtosecond laser beam in the presence of aberrations,» *J. Appl. Phys.* **98**, 013517, 2005.
- Hoogenraad J.H., Vrijen R.B., and Noordam L.D., «Ionization suppression of Rydberg atoms by short laser pulses,» *Phys.Rev.A*, **50**, 4133, 1994.
- Hosseini S.A., Luo Q., Ferland B., Liu W., Akozbek N., Roy G., Chin S.L., «Effective length of filaments measurement using backscattered fluorescence from nitrogen molecules,» *Appl. Phys. B*, **77**, 697, 2003.
- Hosseini S. A., Luo Q., Ferland B., Liu W., Chin S. L., Kosareva O. G., Panov N. A., Aközbebek N., and Kandidov V. P., “Competition of multiple filaments during the propagation of intense femtosecond laser pulses,” *Phys. Rev. A*, **70**, 033802, 2004.
- Hutchinson M. H. R., McIntyre I. A., Gibson G. N., & Rhodes C. K. «Measurement of 248-nm, subpicosecond pulse durations by two-photon fluorescence of xenon excimers,» *Opt. letts*, **12**(2), 102, 1987.
- Ji Z.G., Liu J.S., Wang Z.X., Ju J., Lu X.M., Jiang Y.H., Leng Y.X., Liang X.Y., Liu W., Chin S.L., Li R.X., Xu Z.Z., «Femtosecond laser filamentation with a 4 J/60 fs Ti:Sapphire laser beam: Multiple filaments and intensity clamping,» *Las. Phys.*, **20**, 886, 2010.

- Jiang F., Yang X., Dai N., Lu P., Long H., Cui L., «An in vitro study of femtosecond laser photodisruption in rabbit sclera,» *Front. Optoelectron. China* **1**, 162, 2008.
- Juodkazis S., Mizeikis V., Matsuo S., Ueno K., Misawa H., «Three-Dimensional Micro- and Nano-Structuring of Materials by Tightly Focused Laser Radiation,» *Bull. Chem. Soc. Jpn.* **81**, 411, 2008.
- Kabashin, A. V., & Meunier, M. «Synthesis of colloidal nanoparticles during femtosecond laser ablation of gold in water», *J. of Appl. Phys.*, **94** (12), 7941, 2003.
- Kaminskii A. A., Ralchenko V. G., and Konov V.I., «CVD-diamond – a novel  $\chi(3)$ -nonlinear active crystalline material for SRS generation in very wide spectral range,» *Laser Phys. Lett.* **3**, 171, 2006.
- Kandidov V.P., Kosareva O.G., Golubtsov I.S., Liu W., Becker A., Aközbek N., Bowden C.M., Chin S.L., «Self-transformation of a powerful femtosecond laser pulse into a white-light laser pulse in bulk optical media (or supercontinuum generation),» *Appl. Phys. B*, **77**, 149, 2003.
- Kapitanov V.A., Troitskii V.O., Tikhomirov B.A., Tyryshkin I.S., “Pulse Photoacoustic Spectroscopy of Water Vapor in UV Spectral Region with Space-Time Resolution of Photoacoustic Signals,” *Proceedings SPIE*, **3090**, 204, 1996.
- Kasparian J., Sauerbrey R., Mondelain D., Niedermeier S., Yu J., Wolf J.-P., AndreY.-B., Franco M., Prade B., Tzortzakis S., Mysyrowicz A., Rodriguez M., Wille H., Woste L., «Infrared extension of the supercontinuum generated by femtosecond terawatt laser pulses propagating in the atmosphere,» *Opt. Lett.*, **25**(18), 1397, 2000a.
- Kasparian J., Sauerbrey R., Chin S.L., «The critical laser intensity of self-guided light filaments in air,» *Appl. Phys. B*, **71**(6), 877, 2000b.
- Kasparian J., Wolf J.-P., «Physics and applications of atmospheric nonlinear optics and filamentation,» *Opt. Express*, **16**, 466, 2008.
- Katsumata S. and Kimura K., «Excited electronic states and ionic states of molecular oxygen,» *Appl. Spectrosc. Rev.* **27**, 193, 1992.
- Kiran P.P., Bagchi S., Arnold C.L., Krishnan S.R., Kumar G.R., Couairon A., «Filamentation without intensity clamping,» *Opt. Express*, **18**(20), 21504, 2010.

- Kolesik M., Wright E.M., Becker A., Moloney J.V., «Simulation of third-harmonic and supercontinuum generation for femtosecond pulses in air,» *Appl. Phys. B*, **85**, 531, 2006.
- Kononenko T. V., Meier M., Komlenok M. S., Pimenov S. M., Romano V., Pashinin V. P., and Konov V. I., “Microstructuring of diamond bulk by IR femtosecond laser pulses,” *Appl. Phys. A* **90**, 645, 2008.
- Koprinkov, I. G., Suda, A., Wang, P., & Midorikawa, K. «Self-compression of high-intensity femtosecond optical pulses and spatiotemporal soliton generation,» *Phys. Rev. Letts*, **84**(17), 3847, 2000.
- Korobkin V.V., Alcock A.J., «Self-focusing effects associated with laser-induced air breakdown,» *Phys. Rev. Lett.* , **21**, 1433, 1968.
- Kosareva O.G., Kandidov V.P., Brodeur A., Chien C.Y., Chin S.L., «Conical emission from laser–plasma interactions in the filamentation of powerful ultrashort laser pulses in air,» *Opt. Lett.*, **22**, 1332, 1997.
- Kosareva O.G., Liu W., Panov N.A., Bernhardt J., Ji Z., Sharifi M., Li R., Xu Z., Liu J., Wang Z., Ju J., Lu X., Jiang Y., Leng Y., Liang X., Kandidov V.P., Chin S.L., «Can we reach very high intensity in air with femtosecond PW laser pulses?,» *Las. Phys.*, **19**, 1776, 2009.
- La Fontaine B., Vidal F., Jiang Z., Chien C.Y., Comtois D., Desparois A., Johnston T.W., Kieffer J.-C., Pépin H., Mercure H.P., «Filamentation of ultrashort pulse laser beams resulting from their propagation over long distances in air,» *Phys. of Plasm*, **6**, 1615, 1999.
- Lallemant, P., Bloembergen, N., «Self-focusing of laser beams and stimulated Raman gain in liquids,» *Phys. Rev. Lett.* **15**, 1010, 1965.
- Landman M., Papanicolaou G.C., Sulem C., Sulem P.L., Wang X.P., «Stability of isotropic singularities for the nonlinear Schrödinger equation,» *Physica D*, **47**(3), 393, 1991.
- Landman M., Papanicolaou G.C., Sulem C., Sulem P.L., Wang X.P., «Stability of isotropic self-similar dynamics for scalar-wave collapse,» *Phys. Rev. A*, **46**, 7869, 1992.

- Lange H.R., Grillon G., Ripoche J.-F., Franco M. A., Lamouroux B., Prade B.S., Mysyrowicz A., Nibbering E.T.J., Chiron A., «Anomalous long-range propagation of femtosecond laser pulses through air: moving focus or pulse self-guiding,» *Opt. Lett.*, **23**(2), 120, 1998.
- Liu J., Duan Z., Zeng Z., Xie X., Deng Y., Li R., Xu Z., Chin S.L., «Time-resolved investigation of low-density plasma channels produced by a kilohertz femtosecond laser in air,» *Phys. Rev. E*, **72**, 026412, 2005.
- Liu X.-L., Lu X., Liu X., Xi T.-T., Liu F., Ma J.-L., Zhang J., «Tightly focused femtosecond laser pulse in air: from filamentation to breakdown,» *Opt. Express* **18**(25), 26007, 2010.
- Liu X.-L., Lu X., Liu X., Feng L.-B., Ma J.-L., Li Y.-T., Chen L.-M., Dong Q.-L., Wang W.-M., Wang Z.-H., Wei Z.-Y., Zheng-Ming Sheng Z.-M., Zhang J., «Broadband supercontinuum generation in air using tightly focused femtosecond laser pulses» *Opt. Lett.*, **36**(19), 3900, 2011.
- Liu W., Petit S., Becker A., Aközbek N., Bowden C.M., Chin S.L., «Intensity clamping of a femtosecond laser pulse in condensed matter,» *Opt. Commun.*, **202**, 189, 2002a.
- Liu W., Kosareva O., Golubtsov I. S., Iwasaki A., Becker A., Kandidov V. P., Chin S. L. «Random deflection of the white light beam during self-focusing and filamentation of a femtosecond laser pulse in water,» *Appl. Phys. B*, **75**(4-5), 595, 2002b.
- Liu W., Luo Q., Chin S.L., «Competition between multiphoton or tunnel ionization and filamentation induced by powerful femtosecond laser pulses in air,» *Chin. Opt. Lett.*, **1**, 56, 2003.
- Liu W., Hosseini S.A., Luo Q., Ferland B., Chin S.L., Kosareva O.G., Panov N.A., Kandidov V.P., «Experimental observation and simulations of the self-action of white light laser pulse propagating in air,» *New J. of Phys.*, **6**, 6, 2004.
- Liu W., Chin S.L., «Direct measurement of the critical power of femtosecond Ti:sapphire laser pulse in air,» *Opt. Express*, **13**, 5750, 2005.
- Liu W., Bernhardt J., Theberge F., Chin S.L., Châteauneuf M., Dubois J.J., «Spectroscopic characterization of femtosecond laser filament in argon gas,» *Appl. Phys.*, **102**, 033111, 2007.

- Lofthus A. and Krupenie P.H., "The spectrum of molecular nitrogen," *J.Phys.Chem.Ref. Data*, **6** (1) 113, 1997.
- Loriot V., Hertz E., Faucher O., Lavorel B., «Measurement of high order Kerr refractive index of major air components,» *Opt. Express* **17** (16) 13429 (2009)
- Lubatschowski H., Maatz G., Heisterkamp A., Hetzel U., Drommer W., Welling H., Ertmer W., «Application of ultrashort laser pulses for intrastromal refractive surgery,» *Graefe's Archive for Clinical and Experimental Ophthalmology* **238**, 33, 2000.
- Marburger J.H., «Self-focusing: theory,» *Progr. in Quant. Electron.* , **4**, 35, 1975.
- Marshall G. D., Ams M., and Withford M. J., «Direct laser written waveguide-Bragg gratings in bulk fused silica,» *Opt. Lett.* **31**, 2690, 2006.
- Mechain G., Couairon A., André Y.-B., D'Amico C., Franco M., Prade B., Tzortzakis S., Mysyrowicz A., Sauerbrey R., «Long-range self-channeling of infrared laser pulses in air: a new propagation regime without ionization,» *Appl. Phys. B*, **79**(3), 379, 2004a.
- Mechain G., Couairon A., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A., «Organizing Multiple Femtosecond Filaments in Air,» *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 035003, 2004b.
- Mejean G., Amico C.D., Andre Y.-B., Tzortzakis S., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A., Couairon A., Salmon E., Sauerbrey R., «Range of plasma filaments created in air by a multi-terawatt femtosecond laser,» *Opt. Comm.*, **247**, 171, 2005.
- Mermillod-Blondin A., Bonse J., Rosenfeld A., Hertel I.V., Meshcheryakov Yu.P., Bulgakova N.M., Audouard E., Stoian R., «Dynamics of femtosecond laser induced voidlike structures in fused silica,» *Appl. Phys. Lett.* **94**, 041911, 2009.
- Milian C., Jukna V., Couairon A., Houard A., Forestier B., Carbonnel J., Liu Y., Prade B., Mysyrowicz A., «Laser beam self-symmetrization in air in the multifilamentation regime,» *J. Phys. B*, **48** 094013, 2015.
- Miura, K., Inouye, H., Qiu, J., Mitsuyu, T., & Hirao, K. «Optical waveguides induced in inorganic glasses by a femtosecond laser,» *Nuclear Instr. and Methods in Phys. Research Sec. B*, **141**(1), 726, 1998.



- Mizeikis V., Juodkazis S., Balciunas T., Kudryashov S.I., Ionin A.A., Zvorykin V.D., Misawa H., «Optical and ultrasonic signatures of femtosecond pulse filamentation in fused silica,» *J. Appl. Phys.* **105**, 123106, 2009.
- Mlejnek M., Kolesik M., Moloney J. V., and Wright E.M., «Optically Turbulent Femtosecond Light Guide in Air,» *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2938 (1999).
- Moll K.D., Gaeta A.L., Fibich G., «Self-similar optical wave collapse: observation of the Townes profile,» *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 203902, 2003.
- Naudeau M.L., Law R.J., Luk T.S., Nelson T.R., Cameron S.M., Rudd J.V., «Observation of nonlinear optical phenomena in air and fused silica using a 100Gw, 1.54 um source,» *Opt. Express*, **14**(13), 6194, 2006.
- Neff M., Kononenko T. V., Pimenov S. M., Romano V., Luthy W., and Konov V. I., «Femtosecond laser writing of buried graphitic structures in bulk diamond,» *Appl. Phys. A* **97**, 543, 2009.
- Nibbering E.T.J., Curley P.F., Grillon G., Prade B.S., Franco M.A., Salin F., Mysyrowicz A., «Conical emission from self-guided femtosecond pulses in air,» *Opt. Lett.* , **21**, 62, 1996.
- «NIST,» 2007. [В Интернетe]. Available: <http://physics.nist.gov/Pubs/AtSpec/node20.html>.
- Ogorzalek L. R., Marinelli W. J., Houston P. L., Arepalli S., Wiesenfeld J. R., and Field R. W., «Multiphoton ionization of  $O_2 X^3\Sigma_g^-, a^1\Delta_g$ , and  $b^1\Sigma^+g$  via the two-photonresonant  $n\sigma_g$ ,  $nd\sigma_g$ , and  $nd\pi_g$  Rydberg levels,» *J. Chem. Phys.* **91**, 5185, 1989.
- Osellame R., Maselli V., Vazquez R. M., Ramponi R., and Cerullo G., «Integration of optical waveguides and microfluidic channels both fabricated by femtosecond laser irradiation,» *Appl. Phys. Lett.* **90**, 231118, 2007.
- Papazoglou D.G., Zergioti I., Tzortzakis S., Sgouros G., Maravelias G., Christopoulos S., Fotakis C., «Sub-picosecond ultraviolet laser filamentation-induced bulk modifications in fused silica,» *Appl. Phys. A* **81**, 241, 2005.

- Papazoglou D. G., & Tzortzakis S. «In-line holography for the characterization of ultrafast laser filamentation in transparent media,» *Appl. Phys. Letters*, **93**(4), 041120, 2008.
- Perry M.D., Mourou G. «Terawatt to petawatt subpicosecond lasers,» *Science* **264** (5161) 917, 1994a.
- Perry M.D., Ditmire T., Stuart B.C., «Self-phase modulation in chirped-pulse amplification,» *Opt. Lett.*, **19**, 2149, 1994b.
- Pfeifenberger M. J., Mangang M., Wurster S., Reiser J., Hohenwarter A., Pfleging W., Kiener D. & Pippan R., «The use of femtosecond laser ablation as a novel tool for rapid micro-mechanical sample preparation,» *Materials & Design*, **121**, 109, 2017.
- Polynkin P., Moloney J.V., «Optical breakdown of air triggered by femtosecond laser filaments,» *Appl. Phys. Lett.* **99**, 151103, 2011.
- Polynkin P., Kolesik M., «Critical power for self-focusing in the case of ultrashort laser pulses,» *Phys. Rev. A*, **87**, 053829, 2013.
- Pont M. and Gavrilă M., «Stabilization of atomic hydrogen in superintense, high-frequency laser fields of circular polarization,» *Phys.Rev.Lett.*, **65**, 2362, 1990.
- Ranka J. K., Schirmer R. W., Gaeta A. L. «Observation of pulse splitting in nonlinear dispersive media,» *Phys. Rev. letters*, **77**(18), 3783, 1996.
- Ranka J. K., Gaeta A. L. «Breakdown of the slowly varying envelope approximation in the self-focusing of ultrashort pulses,» *Opt. Letters*, **23**(7), 534, 1998.
- Roskey D.E., Kolesik M., Moloney J.V., Wright E.M., «Self-action and regularized self-guiding of pulsed Bessel-like beams in air,» *Opt. Express*, **15**, 9893, 2007.
- Rothenberg J. E., «Space-time focusing: breakdown of the slowly varying envelope approximation in the self-focusing of femtosecond pulses,» *Opt. Lett.*, **17**(19), 1340, 1992.
- Sacks Z.S., Kurtz R.M., Juhasz T., Mourou G.A., «High precision subsurface photodisruption in human sclera,» *J. Biomed. Optics* **7**, 442, 2002.

- Sacks Z.S., Kurtz R.M., Juhasz T., Spooner G., Mourou G.A., «Subsurface Photodisruption in Human Sclera: Wavelength Dependence,» *Ophthalmic Surgery: Lasers & Imaging* **34**, 104, 2003.
- Schaffer C.B., Interaction of femtosecond laser pulses with transparent materials, Harvard University, Cambridge, Massachusetts, 2001.
- Saliminia, A., Nguyen, N. T., Chin, S. L., & Vallée, R. «The influence of self-focusing and filamentation on refractive index modifications in fused silica using intense femtosecond pulses,» *Opt. .* **241**(4), 529, 2004.
- Schillinger H., Sauerbrey R., «Electrical conductivity of long plasma channels in air generated by self-guided femtosecond laser pulses,» *Appl. Phys. B*, **68**, 753, 1999.
- Schwarz J., Rambo P., Diels J.-C., Kolesik M., Wright E.M., Moloney J.V., «Ultraviolet filamentation in air,» *Opt. Commun.*, **180**, 383, 2000.
- Serebryannikov E. E., & Zheltikov, A. M., «Strong-field photoionization as excited-state tunneling,» *Phys. Rev. Letts*, **116**(12), 123901, 2016.
- Shen Y.R., The Principles of Nonlinear Optics, New York: Wiley-Interscience, 1984.
- Shneider M. N., Zheltikov A. M., Miles R. B., «Tailoring the air plasma with a double laser pulse,» *Phys. Plasmas* **18**, 063509, 2011.
- Skupin S., Bergé L., «Supercontinuum generation of ultrashort laser pulses in air at different central wavelengths,» *Opt. Commun.*, **280**(1), 173, 2007.
- Song J., Wang X., Hu X., Dai Ye, Qiu J., Cheng Ya, Xu Z., «Formation mechanism of self-organized voids in dielectrics induced by tightly focused femtosecond laser pulses,» *Appl. Phys. Lett.* **92**, 092904, 2008.
- Strickland D., Mourou G., «Compression of amplified chirped optical pulses,» *Opt. Commun.*, **56** (3) 219, 1985.
- Sudrie L., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A. «Writing of permanent birefringent microlayers in bulk fused silica with femtosecond laser pulses,» *Opt. Commun.*, **171**(4), 279, 1999.
- Sudrie L., Tzortzakis S., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A., Couairon A., Berge L. «Self-guided propagation of ultrashort IR laser pulses in fused silica,» In *Quantum*

*Electronics and Laser Science Conference, 2001. QELS'01. Technical Digest. Summaries of Papers Presented at the* (p. 262). IEEE, 2001.

- Sudrie L., Couairon A., Franco M., Lamouroux B., Prade, B., Tzortzakis, S., & Mysyrowicz, A. «Femtosecond laser-induced damage and filamentary propagation in fused silica,» *Phys. Rev. Letts*, **89**(18), 186601, 2002.
- Sugioka K. & Chen Y., «Ultrafast lasers—reliable tools for advanced materials processing,» *Light: Science & Applications*, **3**(4), e149, 2014a
- Sugioka K. & Cheng Y., «Fundamentals of Femtosecond Laser Processing,» In *Femtosecond Laser 3D Micromachining for Microfluidic and Optofluidic Applications* (pp. 19-33). Springer London, 2014b.
- Sugioka K., «Progress in ultrafast laser processing and future prospects,» *Nanophotonics*, **6**(2), 393, 2017.
- Szatmari S., & Schäfer F. P. «Comparative study of the gain dynamics of XeCl and KrF with subpicosecond resolution,» *JOSA B*, **4**(12), 1943, 1987.
- Szatmari S., & Schäfer F. P. «Simplified laser system for the generation of 60 fs pulses at 248 nm,» *Opt. commun.*, **68**(3), 196, 1988.
- Szatmari S., Schäfer F. P., & Jethwa J. «A single-shot autocorrelator for the ultraviolet with a variable time window,» *Rev. of Scientific Instruments*, **61**(3), 998, 1990.
- Theberge F., Luo Q., Liu W., Hosseini S.A., Sharifi M., Chin S.L., «Long-range third-harmonic generation in air using ultrashort intense laser pulses,» *Appl. Phys. Lett.*, **87**(8), 081108, 2005a.
- Thebrge F., Akozbek N., Liu W., Gravel J.-F., Chin S.L., «Third harmonic beam profile generated in atmospheric air using femtosecond laser pulses,» *Opt.Comm.*, **245**, 399, 2005b.
- Theberge F., Liu W.W., Simard P.T., Becker A., Chin S.L., «Plasma density inside a femtosecond laser filament in air: Strong dependence on external focusing,» *Phys. Rev. E*, **74**, 7, 2006.

- Theberge F., Filion J., Akozbek N., Chen Y., Becker A., Chin S.L., «Self-stabilization of third-harmonic pulse during two-color filamentation in gases,» *Appl. Phys. B*, **87**, 207, 2007.
- Tunnermann A., Eichmann H., Henking R., Mossavi K., & Wellegehausen B. «Single-shot autocorrelator for KrF subpicosecond pulses based on two-photon fluorescence of cadmium vapor at  $\lambda= 508$  nm,» *Opt. letters*, **16**(6), 402, 1991.
- Tzortzakis S., Prade B., Franco M., Mysyrowicz A., «Time-evolution of the plasma channel at the trail of a self-guided IR femtosecond laser pulse in air,» *Opt. Commun.*, **181**, 123, 2000a.
- Tzortzakis S., Lamouroux B., Chiron A., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A., Moustazis S.D., «Nonlinear propagation of subpicosecond ultraviolet laser pulses in air,» *Opt. Lett.*, **25**, 1270, 2000b.
- Tzortzakis S., Sudrie L., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A., Couairon A., Bergé L. «Self-guided propagation of ultrashort IR laser pulses in fused silica,» *Phys.rev. letts*, **87**(21), 213902, 2001a.
- Tzortzakis S., Lamouroux B., Chiron A., Moustazis S.D, Anglos D., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A., «Femtosecond and picosecond ultraviolet laser filaments in air: experiments and simulations,» *Optics. Comm.*, **197**, 131, 2001b.
- Tzortzakis S., Papazoglou D. G., & Zergioti I. «Long-range filamentary propagation of subpicosecond ultraviolet laser pulses in fused silica,» *Opt.letts*, **31**(6), 796, 2006.
- Uiterwaal C.J.G.J., Xenakis D., Charalambidis D., Maragakis P., Schroder H., Lambropoulos, «Generalized multiphoton-ionization cross sections of the rare gases for 500-fs, 248.6-nm pulses,» *Phys. Rev. A* **57**, 392, 1998.
- Van Druten N.J., Constantinescu R. C., Schins J. M., Nieuwenhuize H., and Muller H. G., «Adiabatic stabilization: Observation of the surviving population,» *Phys.Rev.A*, **55**, 622, 1997.
- Way J., Hummelt J., Scharer J., «Experimental measurements of multiphoton enhanced air breakdown by a subthreshold intensity excimer laser,» *J. Appl. Phys.* **106**, 083303, 2009.

- Weigl P., Kasenbacher A., & Werelius K. «Femtosecond technology for technical and medical applications», ch. *Dental Appl.*, **96**, 167, 2004.
- Wille H., Rodrigues M., Kasparian J., Mondelain D., Yu J., Mysyrowicz A., Sauerbrey R., Wolf J.P., Wöste L., «Teramobile: a mobile femtosecond-terawatt laser and detection system,» *Appl. Phys.*, **20**, 183, 2002.
- Xu S., Sun X., Zeng B., Chu W., Zhao J., Liu W., Cheng Y., Xu Z., Chin S.L., «Simple method of measuring laser peak intensity inside femtosecond laser filament in air,» *Opt. Express*, **20**(1), 299, 2012.
- Yamada K., Watanabe W., Toma T., Itoh K., Nishii J., «In situ observation of photoinduced refractive-index changes in filaments formed in glasses by femtosecond laser pulses,» *Opt. Lett.* **26**, 19, 2001.
- Yang H., Zhang J., Li Y., Zhang J., Li Y., Chen Z., Teng H., Wei Z., Sheng Z., «Characteristics of self-guided laser plasma channels generated by femtosecond laser pulses in air,» *Phys. Rev. E*, **66**, 016406, 2002.
- Yang H., Zhang J., Zhang J., Zhao L.Z., Li Y.J., Teng H., Li Y.T., Wang Z.H., Chen Z.L., Wei Z.Y., Ma J.X., Yu W., Sheng Z.M., «Third-order harmonic generation by self-guided femtosecond pulses in air,» *Phys. Rev. E*, **67**, 015401(R), 2003.
- Yokelson R. J., Lipert R. J., and Chupka W. A., «Identification of the  $n\sigma$  and  $nd\lambda$  Rydberg states of  $O_2$  for  $n = 3-5$ ,» *J. Phys.Chem.* **97**, 6153, 1992.
- Zemlyanov A.A., Geints Y.E., «Filamentation length of ultrashort laser pulse in presence of aerosol layer,» *Opt. Commun.*, **259**(2), 799, 2006.
- Zhao Xin Miao, Diels J.C., Wang Cai Yi, Elizondo J. M., «Femtosecond ultraviolet laser pulse induced lightning discharges in gases,» *IEEE Quant. Electron.*, **31**, 599, 1995
- Zheltikov A. M., «Keldysh parameter, photoionization adiabaticity, and the tunneling time,» *Phys. Rev. A*, **94**(4), 043412, 2016.
- Zhokhov P. A., & Zheltikov A. M., «Nonlinear-optical coherent combining of supercontinua from multiple filaments,» *Phys. Rev. A*, **86**(1), 013816, 2012.
- Zvorykin V. D., Levchenko A. O., Shutov A. V., Solomina E. V., Ustinovskii N. N., and Smetanin I. V., «Long-distance directed transfer of microwaves in tubular sliding-

mode plasma waveguides produced by KrF laser in atmospheric air,» *Phys. Plasmas* **19**, 033509, 2012.

Zvorykin, V. D., Didenko, N. V., Ionin, A. A., Kholin, I. V., Konyashchenko, A. V., Krokhin, O. N., Levchenko, A.O., Mavritskii, A.O., Mesyats, G.A., Molchanov, A.G., Rogulev, M.A., Seleznev, L.V., Sinitsyn, D.V., Tenyakov, S.Yu., Ustinovskii, N.N., and Zayarnyi, D.A., «GARPUN-MTW: A hybrid Ti: Sapphire/KrF laser facility for simultaneous amplification of subpicosecond/nanosecond pulses relevant to fast-ignition ICF concept,» *Las. and Particle Beams*, **25**(3), 435, 2007.

Zvorykin, V. D., Ionin, A. A., Levchenko, A. O., Seleznev, L. V., Sinitsyn, D. V., & Ustinovskii, N. N. «Multiterawatt Ti: Sapphire/KrF laser GARPUN-MTW as a test bench facility for verification of combined amplification of nanosecond and subpicosecond pulses» *J. of Phys.: Conf. Series* **244**(3) 032014, 2010.

Zvorykin V.D., Ionin A.A., Levchenko A.O., Seleznev L.V., Shutov A.V., Sinitsyn D.V., Smetanin I.V., Ustinovskii N.N., «Effects of picosecond terawatt UV laser beam filamentation and a repetitive pulse train on creation of prolonged plasma channels in atmospheric air,» *Nucl. Instr. and Meth.in Phys. Research B*, **309**, 218, 2013.