

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. М.В. ЛОМОНОСОВА

Физический факультет
Кафедра общей физики и волновых процессов

На правах рукописи

Сметанина Евгения Олеговна

**СВЕТОВЫЕ ПУЛИ И СПЕКТР ФЕМТОСЕКУНДНОГО
ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ В
ПЛАВЛЕНОМ КВАРЦЕ**

Специальность: 01.04.21 – лазерная физика

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
д.ф.-м.н., профессор В.П. Кандидов

Москва – 2014

ВВЕДЕНИЕ	5
ЦЕЛИ И ЗАДАЧИ ДИССЕРТАЦИОННОЙ РАБОТЫ	5
НАУЧНАЯ НОВИЗНА РАБОТЫ	6
ПРАКТИЧЕСКАЯ ЦЕННОСТЬ РАБОТЫ	7
ЗАЩИЩАЕМЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ	8
АПРОБАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ РАБОТЫ	9
ЛИЧНЫЙ ВКЛАД АВТОРА	9
ГЛАВА 1. СОСТОЯНИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ ЯВЛЕНИЯ ФИЛАМЕНТАЦИИ В КОНДЕНСИРОВАННЫХ И ГАЗООБРАЗНЫХ СРЕДАХ.....	10
1.1 ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ТРАНСФОРМАЦИЯ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПРОЦЕССЕ ФИЛАМЕНТАЦИИ	12
1.2 ГЕНЕРАЦИЯ СУПЕРКОНТИНУУМА	14
1.3 КОМПРЕССИЯ ИМПУЛЬСА И СВЕТОВЫЕ ПУЛИ.....	18
1.4 ЧИСЛЕННЫЕ МОДЕЛИ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ФИЛАМЕНТАЦИИ И АНАЛИТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИЗУЧЕНИЯ ФОРМИРОВАНИЯ СУПЕРКОНТИНУУМА	21
ГЛАВА 2. КОМПЬЮТЕРНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ ПО ФИЛАМЕНТАЦИИ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛАВЛЕНОМ КВАРЦЕ	26
2.1 МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФОРМУЛИРОВКА ЗАДАЧИ.....	26
2.2 ДИСПЕРСИЯ ПЛАВЛЕНОГО КВАРЦА	30
2.3 МЕТОД ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ.....	31
2.4 ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ЧИСЛЕННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА	33
2.5 ИНТЕРФЕРЕНЦИОННАЯ МОДЕЛЬ.....	36

ГЛАВА 3. ЧАСТОТНО-УГЛОВЫЕ СПЕКТРЫ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ В ПЛАВЛЕНОМ КВАРЦЕ	42
3.1 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ РЕГИСТРАЦИЯ ЧАСТОТНО-УГЛОВОГО СПЕКТРА СУПЕРКОНТИНУУМА.....	42
3.2 ЧИСЛЕННЫЕ ЧАСТОТНО-УГЛОВЫЕ СПЕКТРЫ СУПЕРКОНТИНУУМА В ФОРМАТЕ ЭКСПЕРИМЕНТА.....	48
3.3 ЧАСТОТНО-УГЛОВОЙ СПЕКТР СУПЕРКОНТИНУУМА ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ В УСЛОВИЯХ НОРМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИИ ГРУППОВОЙ СКОРОСТИ	53
3.3.1 ДЛИНА ВОЛНЫ ИЗЛУЧЕНИЯ 800 НМ.....	53
3.3.2 ИЗЛУЧЕНИЕ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 400 НМ.....	55
3.4 ЧАСТОТНО-УГЛОВОЙ СПЕКТР СУПЕРКОНТИНУУМА ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ В УСЛОВИЯХ НУЛЕВОЙ ДИСПЕРСИИ ГРУППОВОЙ СКОРОСТИ.....	57
3.5 ЧАСТОТНО-УГЛОВОЙ СПЕКТР СУПЕРКОНТИНУУМА ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ В УСЛОВИЯХ АНОМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИИ ГРУППОВОЙ СКОРОСТИ	59
3.6 ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ	61
ГЛАВА 4. ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ СПЕКТРА СУПЕРКОНТИНУУМА В УСЛОВИЯХ АНОМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИИ ПЛАВЛЕНОГО КВАРЦА.....	62
4.1 СПЕКТРАЛЬНАЯ КАРТА СУПЕРКОНТИНУУМА ДЛЯ ДЛИН ВОЛН 800 - 2300 НМ.....	62
4.2 АНТИСТОКСОВО КРЫЛО СУПЕРКОНТИНУУМА.....	67
4.2.1 ВЛИЯНИЕ ПОРЯДКА МНОГОФОТОННОСТИ ПРОЦЕССА ГЕНЕРАЦИИ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ НА ФОРМИРОВАНИЕ АНИСТОКСОВА КРЫЛА СУПЕРКОНТИНУУМА	67

4.2.2	<i>ИСТОЧНИКИ АНТИСТОКСОВА КРЫЛА СУПЕРКОНТИНУУМА</i>	74
4.2.3	<i>ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ РЕГИСТРАЦИЯ АНТИСТОКСОВА КРЫЛА СУПЕРКОНТИНУУМА</i>	77
4.2.4	<i>ФИЗИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ ФОРМИРОВАНИЯ ИЗОЛИРОВАННОГО АНТИСТОКСОВА КРЫЛА СУПЕРКОНТИНУУМА: ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ ФАКТОР</i>	82
4.3	ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ	86
ГЛАВА 5. СВЕТОВЫЕ ПУЛИ ПРИ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ФИЛАМЕНТАЦИИ		88
5.1	ЭВОЛЮЦИЯ СВЕТОВОЙ ПУЛИ	88
5.2	СПЕКТР ИМПУЛЬСА ПРИ ФОРМИРОВАНИИ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ СВЕТОВЫХ ПУЛЬ	97
5.3	ТРАНСФОРМАЦИЯ ДЛИТЕЛЬНОСТИ СВЕТОВОЙ ПУЛИ	99
5.4	ВОПРОС О СПЕКТРАЛЬНОЙ ОГРАНИЧЕННОСТИ СВЕТОВОЙ ПУЛИ ..	103
5.5	ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ РЕГИСТРАЦИЯ ДЛИТЕЛЬНОСТИ СВЕТОВОЙ ПУЛИ	104
5.5.1	<i>СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА</i>	104
5.5.2	<i>АВТОКОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ФУНКЦИИ СВЕТОВЫХ ПУЛЬ</i>	105
5.5.3	<i>ДЛИТЕЛЬНОСТЬ СВЕТОВОЙ ПУЛИ</i>	108
5.6	НАСЫЩЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ В СВЕТОВОЙ ПУЛЕ	110
5.6.1	<i>ОПТИЧЕСКАЯ СИЛА НЕЛИНЕЙНЫХ ЛИНЗ</i>	110
5.6.2	<i>ВРЕМЯ-РАЗРЕШЕННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ И ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ НАВЕДЕННОГО ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ</i>	112
5.6.3	<i>ЭВОЛЮЦИЯ НАВЕДЕННОГО ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ В УСЛОВИЯХ СЛАБОГО ВЛИЯНИЯ НОРМАЛЬНОЙ ДГС</i>	119
5.6.4	<i>НАСЫЩЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ПРИ АНОМАЛЬНОЙ ДГС</i>	123
5.7	ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ	127
ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ		129
СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ		132
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ		136

ВВЕДЕНИЕ

Управление длительностью импульсов, получение импульсов сверхкороткой длительности и генерация широкополосного излучения относятся к актуальным проблемам современной оптики. Использование дисперсионных свойств сред для управления пространственно-временным распределением интенсивности импульса и его спектральными параметрами в процессе нелинейного взаимодействия со средой представляет большой интерес для фундаментальных и прикладных аспектов современной нелинейной оптики. Наибольший интерес вызывает возможность формирования локализованного в пространстве и времени высокоинтенсивного волнового пакета, обладающего свойствами квази-солитона. Фемтосекундный филамент в объеме прозрачной среды является самоорганизующейся структурой, нелинейные процессы в которой подобны процессам в оптических волокнах, фотонных кристаллах и других направляющих системах. Образование солитонов в средах с нелинейностями различных порядков, в оптических структурах с оптимальным законом модовой дисперсии, и формирование световых пульс при филаментации фемтосекундного излучения на длине волны, попадающего в область аномальной дисперсии групповой скорости материала, имеют общие закономерности. Световую пулю, образующуюся в результате пространственно-временной компрессии фемтосекундного излучения в филаменте, можно рассматривать, как обобщение солитона в направляющей структуре на пространство размерности $3D+1$.

ЦЕЛИ И ЗАДАЧИ ДИССЕРТАЦИОННОЙ РАБОТЫ

Цель исследования состоит в экспериментальном и теоретическом анализе динамики пространственно-временной компрессии мощного фемтосекундного лазерного излучения, выявлении закономерностей формирования световых пульс и генерации широкополосного когерентного суперконтинуума в процессе филаментации в конденсированной прозрачной диэлектрической среде. Поставлены и решены следующие конкретные задачи:

1. Исследование влияния дисперсии групповой скорости на формирование частотно-углового спектра суперконтинуума.
2. Исследование природы формирования спектра суперконтинуума и его изолированного антистоксового крыла при филаментации фемтосекундного излучения, определение влияния интерференционных эффектов на спектр суперконтинуума.

3. Выявление закономерностей формирования световых пуль - локализованных в пространстве и времени волновых пакетов с высокой плотностью мощности лазерного излучения в филаменте.

4. Исследование процесса насыщения интенсивности в световой пуле фемтосекундного филамента.

НАУЧНАЯ НОВИЗНА РАБОТЫ

1. Впервые выполнено комплексное численное, экспериментальное и аналитическое исследование формирования частотно-угловых спектров суперконтинуума (СК) при филаментации фемтосекундного излучения в условиях нормальной, нулевой и аномальной дисперсии групповой скорости плавленого кварца.

2. Установлено, что независимо от характера дисперсии групповой скорости, рефокусировка излучения в филаменте приводит к модуляции частотно-углового спектра в результате интерференции излучения от последовательности распределенных когерентных источников, образующихся вдоль филамента.

3. Предсказано формирование квазипериодической последовательности «световых пуль» с высокой пространственно-временной локализацией светового поля при филаментации фемтосекундного излучения в условиях аномальной дисперсии групповой скорости. Установлены основные закономерности формирования световых пуль.

4. Впервые экспериментально зарегистрировано формирование световых пуль при филаментации в плавленом кварце. На основе измерений автокорреляционной функции световой пули в образце плавленого кварца, определена минимальная длительность световой пули, которая достигла 13.5 фс, что составляет около двух осцилляций светового поля на длине волны 1800 нм.

5. Впервые предсказано на основе численного моделирования и зарегистрировано экспериментально формирование изолированного антистоксового крыла суперконтинуума при филаментации фемтосекундного излучения в условиях аномальной дисперсии групповой скорости. Установлено, что с увеличением длины волны фемтосекундного излучения сдвиг изолированного высокочастотного крыла в синюю область возрастает, его ширина уменьшается. Величина антистоксового сдвига определяется порядком многофотонности процесса генерации лазерной плазмы и не зависит от характера дисперсии групповой скорости.

6. Новой является физическая интерпретация образования изолированного максимума в видимой области спектра суперконтинуума, согласно которой широкий минимум в спектре СК,

отделяющий антистоксовое крыло от центральной длины волны импульса, является результатом деструктивной интерференции излучения суперконтинуума.

7. Установлено, что дисперсия групповой скорости качественно изменяет процесс насыщения интенсивности световой пули, который в отсутствие дисперсии определяется балансом оптических сил линз керровской и плазменной нелинейностей.

ПРАКТИЧЕСКАЯ ЦЕННОСТЬ РАБОТЫ

Полученные результаты и установленные закономерности могут быть использованы для:

1. Оптимизации системы компрессии лазерных импульсов до одного периода светового поля при филаментации в конденсированных средах для время-разрешенного зондирования и время-разрешенной спектроскопии.

2. Управления параметрами когерентного широкополосного излучения суперконтинуума на основе филаментации фемтосекундного лазерного излучения в прозрачных средах для спектроскопических исследований в широкой полосе длин волн.

3. Формирования высоко-локализованного в пространстве и времени интенсивного излучения среднего ИК диапазона в системах атмосферной оптики для экологического мониторинга окружающей среды.

4. Развития физических представлений о нелинейной филаментации фемтосекундного излучения в прозрачных конденсированных диэлектрических средах, излагаемых в учебных курсах.

ЗАЩИЩАЕМЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ

1. Квазипериодическая последовательность световых пульс - областей сильной пространственно-временной локализации светового поля образуется при фемтосекундной филаментации лазерного излучения в объеме прозрачной диэлектрической среды в условиях аномальной ДГС. Длительность световой пули при филаментации в плавленом кварце излучения на длине волны 1800 нм равна 13.5 фс, что составляет около двух периодов оптических осцилляций, ее пиковая интенсивность достигает величины 5×10^{13} Вт/см².

2. Возникновение световой пули обусловлено совместным проявлением самофокусировки и фазовой самомодуляции излучения в условиях аномальной ДГС. Световая пуля образуется в центральных временных слоях импульса и смещается к хвосту импульса при его распространении. Формирование последовательности световых пульс происходит в результате перекачки энергии с хвоста и фронта импульса к центру, вызванной аномальной дисперсией, и последующим пространственным сжатием временных слоев вследствие нелинейности.

3. При филаментации фемтосекундного лазерного импульса на длинах волн, лежащих в области аномальной ДГС плавленого кварца, в спектре генерируемого суперконтинуума формируется изолированное антистоксовое крыло в видимой области. При увеличении центральной длины волны излучения сдвиг изолированного антистоксового крыла в синюю область возрастает, его ширина уменьшается. Антистоксовый сдвиг СК возрастает независимо от характера ДГС вследствие возрастания крутизны заднего фронта импульса при увеличении порядка многофотонности процесса генерации лазерной плазмы.

4. Образование световой пули сопровождается монотонным уширением спектра СК в стоксову и антистоксову области. Появление широкого минимума в спектре СК, отделяющего его антистоксовое крыло от области в окрестности центральной длины волны, является результатом деструктивной интерференции широкополосного излучения суперконтинуума, которое генерируется в излучающей области конечной длины, формируемой движущейся световой пулей в филаменте.

5. В условиях аномальной дисперсии групповой скорости насыщение интенсивности в филаменте определяется как пространственными эффектами керровской и плазменной нелинейностей, так и перетеканием мощности к центру импульса, возникающим при фазовой самомодуляции светового поля. Интенсивность световой пули достигает максимума при плазменной дефокусировке, доминирующей над керровской самофокусировкой.

6. Независимо от характера дисперсии групповой скорости рефокусировка фемтосекундного излучения в филаменте вызывает модуляцию частотно-угловой спектра в результате интерференции излучения суперконтинуума от последовательности распределенных когерентных источников, образующихся вдоль филамента.

АПРОБАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ РАБОТЫ

Основные результаты работы опубликованы в 10 научных статьях в журналах «Квантовая электроника», «ЖЭТФ», «Оптический журнал», «Applied Physics B», «Laser Physics», «Laser Physics Letters», «Optics Letters», «Proceedings of SPIE».

Докладывались автором на международных конференциях: XVII Международная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов» (Москва, Россия, 2010); Международная конференция молодых ученых и специалистов «Оптика» (Санкт-Петербург, Россия, 2011); SPIE Optics and Photonics (San Diego, USA, 2011); 20th International Laser Physics Workshop (Sarajevo, Bosnia and Herzegovina, 2011); International Conference "Nonlinear Optics East-West Reunion" (NLO-50) (Суздаль, Россия, 2011), International Workshop on laser-matter interaction (Porquerolles, France, 2012); 4th International Symposium on Filamentation, (Tucson, Arizona, USA, 2012); International Conference on Coherent and Nonlinear Optics & International Conference on Lasers, Applications, and Technologies (Москва, Россия, 2013); 22nd International Laser Physics Workshop (Prague, Czech Republic, 2013); а также на семинарах кафедры общей физики и волновых процессов физического факультета и МЛЦ МГУ им. М.В. Ломоносова, отделения Квантовой радиофизики Физического института АН им. П.Н.Лебедева (ФИАН) и отдела Лазерной спектроскопии Института спектроскопии РАН (ИСАН).

ЛИЧНЫЙ ВКЛАД АВТОРА

Все использованные в диссертации результаты получены автором лично или при определяющем его участии. Автор работы провела численное моделирование и анализ процесса филаментации мощного фемтосекундного излучения в плавленом кварце в условиях нормальной, нулевой и аномальной дисперсии, аналитическое исследование формы спектра суперконтинуума световой пули. На основе результатов численного моделирования и аналитического исследования автор осуществила детальное планирование лабораторного эксперимента в Институте спектроскопии РАН, выполнила спектральные исследования антистоксового крыла суперконтинуума при филаментации импульсов в диапазоне длин волн от 1300 до 2300 нм и регистрацию длительности световых пульс в плавленом кварце.

ГЛАВА 1. СОСТОЯНИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ ЯВЛЕНИЯ ФИЛАМЕНТАЦИИ В КОНДЕНСИРОВАННЫХ И ГАЗООБРАЗНЫХ СРЕДАХ

Распространение мощных фемтосекундных лазерных импульсов в прозрачных диэлектриках сопровождается филаментацией — явлением, представляющим собой пространственно-временную локализацию энергии лазерного излучения. При филаментации происходит формирование плазменных каналов, генерация излучения суперконтинуума и конической эмиссии [1–5]. С точки зрения нелинейной оптики филаментация является следствием нестационарного самовоздействия лазерного импульса в нелинейной среде; она развивается при сочетании двух условий: короткой длительности излучения, при которой не успевает развиться тепловое самовоздействие, и высокой мощности, достаточной для проявления керровской самофокусировки [6]. Керровская самофокусировка преобладает над дифракцией, если мощность пучка P превосходит критическую мощность самофокусировки P_{cr} [7,8] которая для коллимированного гауссова пучка определяется выражением $P_{cr} = R_{cr} \lambda_0^2 / 8\pi n_0 n_2$, здесь $R_{cr} = 3.77$ — критический параметр нелинейности для гауссова пучка, $\lambda_0 = 2\pi c / \omega_0$ — длина волны светового поля в пучке, n_2 — коэффициент кубической нелинейности среды, определяющий положительную нелинейную добавку к показателю преломления $\Delta n_K = n_2 \cdot I(r,t)$ в приближении мгновенного отклика среды, где $I(r,t)$ — интенсивность светового поля. В процессе филаментации рост интенсивности при самофокусировке излучения фемтосекундной длительности ограничивается нестационарной дефокусировкой излучения в самонаведенной лазерной плазме, возникающей при превышении интенсивностью порога фотоионизации среды. В результате динамического баланса керровской самофокусировки и дефокусировки в лазерной плазме формируется протяженный филамент [3–5,9,10], в котором интенсивность распространяющегося излучения, концентрация наведенных электронов, поперечные размеры плазменного канала и области локализации светового поля может незначительно меняться вдоль его длины.

Насыщение пиковой интенсивности в филаменте экспериментально зарегистрирована в экспериментах [11,12] по сигналу флуоресценции азота и голубого сдвига в спектре импульса, величины которых зависят от интенсивности и перестают увеличиваться при возникновении филамента, а так же по оценкам пиковой концентрации самонаведенной лазерной плазмы филамента [13]. Первые оценки пиковой интенсивности светового поля получены в [14,15] по

измерениям энергии и поперечного размера филамента. В [16] пиковая интенсивность при фемтосекундной филаментации в воздухе, рассчитанная из условия равенства величин приращения показателя преломления, вызванных керровской и плазменной нелинейностями, составляет $4 \cdot 10^{13}$ Вт/см². Анализ высших порядков керровской нелинейности, как возможного доминирующего фактора в ограничении роста интенсивности в филаменте, численно исследовано в [17,18]. Однако, характерный вид колец конической эмиссии, который наблюдается при филаментации в воздухе, формируется только при плазменной дефокусировке, доминирующей над вкладом при керровской нелинейности пятого и высших порядков [19]. В теоретических оценках пиковой интенсивности в филаменте [14,15] используется анализ Джавана-Келли [20], согласно которому фазовый набег, вызванный керровской нелинейностью, с одной стороны, и набег, обусловленный дифракцией и плазменной нелинейностью, с другой, равны по модулю. Вместе с тем, диаметр плазменного канала, в котором приращение показателя преломления отрицательное, значительно меньше диаметра филамента [21,22]. В [23] численно рассмотрено изменение с расстоянием линейной плотности оптической силы линз, наведенных в воздухе керровской и плазменной нелинейностями при фемтосекундной филаментации. Следует отметить, что в конденсированных средах помимо плазменной дефокусировки излучения нормальная дисперсия групповой скорости также может ограничивать рост интенсивности, препятствуя сжатию импульса во времени, что в результате приводит к распаду импульса на субимпульсы с различным спектральным составом.

Формирование протяженного узкого филамента с высокой концентрацией светового поля происходит благодаря окружающему его резервуару энергии, в котором содержится основная часть энергии излучения. Таким образом, существование филамента поддерживается притоком энергии из периферии пучка в приосевую область [24–26].

Для излучения, пиковая мощность которого P_0 больше критической мощности самофокусировки P_{cr} в несколько раз, может происходить многократная рефокусировка светового поля, характер которой зависит от материальной дисперсии среды. При рефокусировке хвост импульса, испытавший дефокусировку в самонаведенной плазме, вновь «стягивается» к оси из-за керровской самофокусировки. В результате, непрерывный филамент распадается на цепочку из двух и более соосных областей локализации энергии, находящихся на некоторых расстояниях друг от друга [27]. Чем сильнее материальная дисперсия среды, тем меньше рефокусировок излучения происходит, и тем больше расстояние между излучающими областями филамента.

Излучение с пиковой мощностью P_0 , более чем в несколько десятков раз превышающей критическую мощность самофокусировки P_{cr} , испытывает множественную филаментацию [4,10,28–30]. Горячие точки филамента хаотически формируются в поперечном сечении излучения в областях наибольших возмущений интенсивности и фазы светового поля в результате пространственно-модуляционной неустойчивости [31]. В процессе множественной филаментации происходит динамическая конкуренция первичных филаментов, сопровождаемая зарождением «дочерних» филаментов [32,33].

Области высокой локализации энергии в филаментах в конденсированных средах сопровождаются формированием плазменных каналов [5]. Плазменные каналы филамента в плавленом кварце исследованы с помощью оптического метода [34] и акустического метода регистрации ультразвуковой волны [35]. Ударные акустические волны, генерируемые при филаментации, зарегистрированы в воде [36] и в воздухе [37] в схемах "pump-probe" интерференционным методом. Оптико-акустическая техника регистрации лазерной плазмы позволила измерить концентрацию электронов в лазерной плазме и исследовать эффект туннельной ионизации молекул воздуха при фокусировке фемтосекундных импульсов с докритической мощностью [38]. Для исследования концентрации электронов в плазменных каналах филамента применялись конденсаторные методы [39–43], интерференционные [44,45], и теневые [46,47] методы. Пространственно-временные профили концентрации электронов получены средствами сверхскоростной интерферометрии [48]. Управление пространственным расположением плазменных каналов при множественной филаментации позволяет создать цилиндрический плазменный волновод [49] для транспортировки СВЧ излучения [50–53].

Фемтосекундная филаментация применима для микромодификации оптических материалов, на основе которой возможна запись в объеме волноводов, оптических переключателей, дифракционных решеток [54–57].

1.1 ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ТРАНСФОРМАЦИЯ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПРОЦЕССЕ ФИЛАМЕНТАЦИИ

При филаментации мощных фемтосекундных лазерных импульсов в прозрачных диэлектриках происходит сильное изменение как пространственных, так и временных характеристик излучения, вызванное нелинейным взаимодействием поля со средой.

Пространственное распределение интенсивности в филаменте представляет собой центральный пик, окруженный осциллирующей кольцевой структурой [58].

Зарегистрированное в [59] пространственно-временное распределение интенсивности импульса на разных расстояниях наглядно иллюстрирует пространственное сжатие центральных слоев импульса (рис. 1.1, справа). Видно появление расходящихся к периферии пучка промодулированных «крыльев» интенсивности, в которых содержится основная энергия волнового пакета (рис. 1.1, слева).

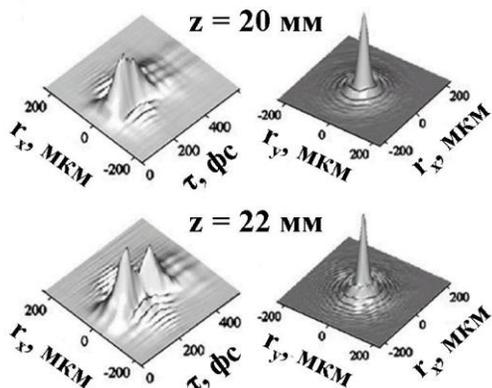


Рис.1.1. Измеренные пространственно-временные профили интенсивности (слева) и проинтегрированные по времени, нормированные профили интенсивности (справа) на разных расстояниях от входа излучения в воду [59]. $\lambda_0 = 527\text{нм}$, $\tau_{FWHM} = 150\text{фс}$, $W = 0.9\text{мкДж}$.

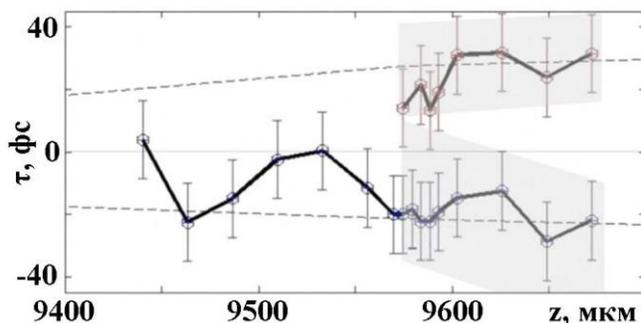


Рис.1.2. Экспериментально полученные положения субимпульсов по временной координате ($\tau = 0$ соответствует центральному временному слою начального импульса) [47]. Излучение распространяется вдоль оси z . $\lambda_0 = 800\text{нм}$, $\tau_{FWHM} = 120\text{фс}$, $W = 4\text{мкДж}$.

Дисперсия среды существенным образом влияет на трансформацию формы импульса при филаментации мощного лазерного излучения в конденсированных прозрачных диэлектриках. Численно показано [60–65] и экспериментально зарегистрировано [66–70], что в условиях нормальной дисперсии групповой скорости (ДГС) импульс распадается на субимпульсы с различными групповыми скоростями, которые разлетаются по временной координате при распространении излучения в среде (рис. 1.2). Тогда как при аномальной ДГС временная компрессия излучения в условиях фазовой самомодуляции непрерывно увеличивает мощность в области самофокусировки. Вследствие этого длина филамента при аномальной ДГС оказывается значительно больше, чем при нормальной ДГС [71]. В работе [72] показано, что длительность 1550-нм импульса при множественной филаментации в плавленом кварце сильно уменьшается. В условиях аномальной ДГС излучение мощностью, в тысячу раз превышающей критическую мощность самофокусировки, распадается на множество филаментов, в которых длительность излучения сокращается до одного-двух оптических периодов. Численным моделированием определено, что пространственно-временная динамика формы 800нм импульса приводит к формированию X-волны в условиях нормальной ДГС в плавленом кварце, тогда как

1600-нм импульс в процессе филаментации при аномальной ДГС трансформируется в пространственно-временной волновой солитон с длительностью в несколько периодов светового поля [73]. Численное исследование процесса филаментации 1550-нм импульса в плавленом кварце в приближении 5 порядка теории дисперсии [74] показало, что в условиях аномальной ДГС импульс формирует при распространении в среде квазипериодическую последовательность пространственно-временных локализаций светового поля длительностью в несколько оптических периодов.

1.2 ГЕНЕРАЦИЯ СУПЕРКОНТИНУУМА

Важным проявлением изменений пространственных и временных характеристик излучения является трансформация частотного спектра импульса, в результате которой его спектральная ширина может достигать величин, сравнимых с основной частотой излучения. В литературе данное явление называют генерацией суперконтинуума или генерацией белого света [75,76].

Первые эксперименты по генерации широкополосного излучения были выполнены при фокусировке лазерных импульсов в конденсированную среду. В работе [77] рассматривалось распространение лазерных импульсов на длине волны 530 нм, длительностью 4 пс и мощностью 5 ГВт в различных диэлектриках — кальците, кварце, хлориде натрия и стекле. В каждой серии экспериментов авторы наблюдали формирование 5÷10 филаментов диаметром 20 мкм, которое сопровождалось значительным уширением спектра лазерного импульса как в стоксову, так и антистоксову области. Наибольшее уширение было зарегистрировано при распространении лазерных импульсов в стекле ВК. В этом случае ширина высокочастотного крыла составила 4200 см^{-1} , а низкочастотного — 7400 см^{-1} . Причем подобное асимметричное уширение спектра наблюдалось во всех материалах без исключения. Генерацию широкополосного излучения авторы объясняют фазовой самомодуляцией лазерного импульса в условиях проявления электронной керровской нелинейности. Определяющую роль фазовой самомодуляции в уширении частотного спектра излучения подтверждают эксперименты [78] в которых установлено, что максимум интенсивности высокочастотных гармоник приходится на задний фронт импульса, а низкочастотных — на его передний фронт. Фазовая самомодуляция в условиях керровской нелинейности фемтосекундных импульсов низкой энергии ($0.4 \div 1.8\text{ мкДж}$) вызывает незначительное симметричное уширение спектра, тогда как в условиях филаментации с образованием плазменного канала при распространении импульсов

высокой энергии ($2 \div 260$ мкДж) происходит смещение спектра в голубую область и его уширение на несколько сотен нанометров [12].

В работах [79–81] теоретически и экспериментально исследована генерация суперконтинуума при распространении мощных фемтосекундных лазерных импульсов в различных конденсированных средах. Авторы сформулировали положение, согласно которому, ширина запрещенной зоны рассматриваемых веществ определяет максимальный сдвиг частоты излучения в антистоксову область, формирование которой происходит в результате фазовой самомодуляции импульса в условиях воздействия плазменной нелинейности. Значительное уширение спектра, которое можно определить как генерацию суперконтинуума, достигается только при ширине запрещенной зоны U_i , превышающей более чем в три раза энергию кванта $h\nu$ лазерного излучения [80]. Общий вывод о ширине спектра суперконтинуума, генерируемого в конденсированных средах фемтосекундными лазерными импульсами, представлен в [81] на основе результатов экспериментов, выполненных в различных оптических материалах с излучением на длинах волн 262, 393 и 785 нм. Установлено, что порог генерации антистоксовых компонент суперконтинуума определяется условием $U_i/h\nu > 2$, а величина уширения в антистоксову область не зависит от параметров среды и излучения, а определяется соотношением $U_i/h\nu$, возрастая с увеличением этого отношения (рис. 1.3).

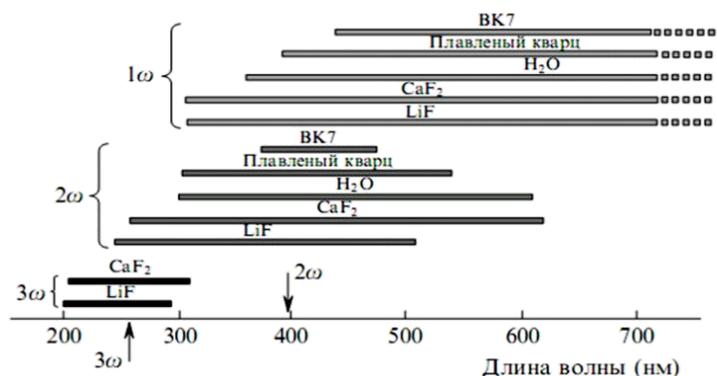


Рис. 1.3. Спектральная полоса суперконтинуума, измеренная в различных конденсированных средах при филаментации сфокусированного лазерного излучения на длинах волн 262, 393 и 785 нм. Интенсивность в фокусе $\sim 10^{13}$ Вт/см² [81].

Теоретическое исследование [82] показывает, что в результате пространственно-временной фокусировки и самоукручения профиля интенсивности на хвосте импульса, спектр импульса уширяется в антистоксову область. При появлении плазмы хвост импульса испытывает дефокусировку и интенсивность излучения уменьшается. При этом пик интенсивности сдвигается ближе к переднему фронту импульса и, таким образом, передний фронт импульса становится более крутым, что проявляется в уширении спектра в стоксову область. Когерентность спектральных компонент излучения суперконтинуума определяется когерентностью импульса накачки [21,83].

Угловая расходимость излучения суперконтинуума, получившая название коническая эмиссия (КЭ), и ее возрастание с увеличением сдвига спектральных компонент в голубую область обнаружены в первых работах по наблюдению сверхуширения при самофокусировке пикосекундных импульсов [84].

В последующих экспериментах это явление исследовано при филаментации пикосекундных импульсов в воде и тяжелой воде [85], фемтосекундных импульсов в струе этиленгликоля (рис. 1.4) [86], в кристалле ВаF₂ в режиме множественной филаментации [87]. Генерация КЭ при филаментации фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе впервые зарегистрирована в [14,15,88].

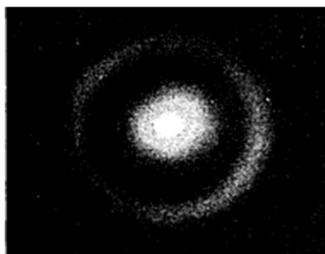


Рис. 1.4. Кольцо конической эмиссии, полученное с помощью узкополосного фильтра на 530 нм. Центральная длина волны импульсов $\lambda_0 = 640$ нм, длительность импульсов $\tau_{FWHM} = 100$ фс, Начальная интенсивность излучения $I_0 = 3 \times 10^{12}$ Вт/см², среда – этиленгликоль [86].

Схема регистрации частотно-углового спектра конической эмиссии суперконтинуума непосредственно в переменных «угол – длина волны» (рис. 1.5) при филаментации фемтосекундных импульсов использована в экспериментах с кристаллом LBO [89], с водой [90–92]. Исследования суперконтинуума при филаментации фемтосекундных импульсов в плавленом кварце [93,94] показали, что непрерывная по углу радужная картина конической эмиссии распадается на совокупность дискретных колец при образовании цепочки плазменных каналов вдоль филамента, возникающей при рефокусировке импульса с увеличением его энергии.

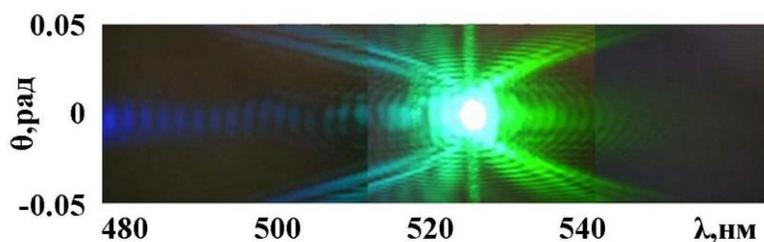


Рис. 1.5. Частотно-угловая спектральная интенсивность $S(\theta, \lambda)$ суперконтинуума, измеренная в дальней зоне при филаментации импульса на длине волны $\lambda_0 = 527$ нм в воде [92].

В условиях нормальной ДГС, согласно экспериментам [95] по филаментации в плавленом кварце импульсов на длине волны $\lambda_0 = 810$ нм, интенсивность спектральных компонент в антистоксовой полосе монотонно убывает с увеличением их отстройки от центральной длины волны. Монотонное уменьшение интенсивности спектральных компонент суперконтинуума с увеличением их отстройки от центральной длины волны как в стоксовой,

так и в антистоксовой областях спектра зарегистрировано при филаментации 800-нм импульсов с энергиями от 0.4 до 200 мкДж в воде, хлороформе и стекле [12], а так же при филаментации 775-нм импульсов в различных лазерных материалах (YAG, sapphire, KGW, YVO₄, GdVO₄) [96]. В антистоксовой области полоса суперконтинуума монотонно уширена и простирается в голубую область до 530 нм при филаментации импульсов с центральными длинами волн от 1100 до 1600 нм в кристалле YAG [96].

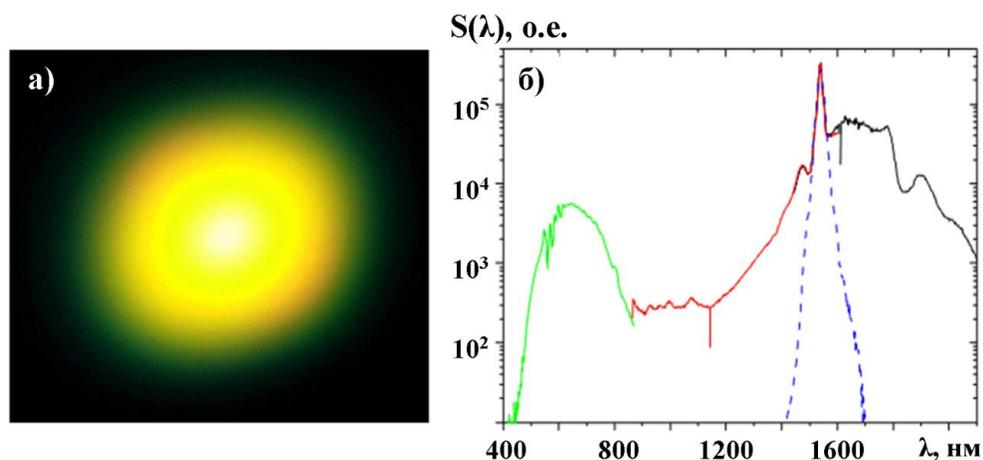


Рис. 1.6. Генерация суперконтинуума при распространении мощных импульсов на длине волны $\lambda_0 = 1540$ нм в кварце. а) Снимок цифровой камеры; б) Спектр суперконтинуума, измеренный тремя спектрометрами: черная линия – NIR256-2.1, красная линия – NIR512, зеленая линия – USB2000, синяя пунктирная линия – начальный спектр импульса [98].

Однако существует ряд работ, в которых представлено немонотонное изменение с частотой интенсивности спектральных компонент суперконтинуума (СК) при филаментации в конденсированных диэлектриках. В [96] исследовано формирование изолированного голубого пика в спектре суперконтинуума при различных условиях фокусировки в образец кварца толщиной 2 см импульса на длине волны 1055 нм, лежащей в области слабой нормальной ДГС. Для интерпретации образования широкого минимума между импульсом накачки и голубым пиком авторы используют фазовое соотношение для X-волн. При филаментации фемтосекундного импульса на длине волны $\lambda_0 = 1500$ нм в области аномальной ДГС в плавленом кварце зарегистрирован широкий максимум в окрестности $\lambda \cong 600$ нм, который простирается от 400 нм до 1000 нм в антистоксовой области суперконтинуума [97]. Авторы обращают внимание на то, что провал спектральных компонент СК формируется в области нулевой ДГС в плавленом кварце. Максимум спектральной интенсивности на длине волны 670 нм в антистоксовой области суперконтинуума при филаментации в плавленом кварце импульса на длине волны $\lambda_0 = 1600$ нм, полученный численно в [73], объясняется авторами этой работы формированием ударной волны огибающей при самоукручении хвоста импульса. Пик в

видимой области спектра СК (рис. 1.6) зарегистрирован так же при множественной филаментации в плавленом кварце 100-ГВ импульсов на длине волны $\lambda_0 = 1540$ нм [98]. Объясняя немонотонное уширение спектра СК, авторы ссылаются на теоретическую работу [99], в которой спектральные области перекачки энергии излучения определяются из условия фазового синхронизма для 3-х волнового смещения и отмечается влияние материальной дисперсии среды на формирование спектра СК.

В одномодовом волноводе, согласно численным [100–102] и аналитическим [103] исследованиям, при распространении солитона в условиях аномальной дисперсии происходит формирование пика спектральных компонент в высокочастотной области спектра. Появление, так называемого, резонансного излучения [103] в синей области спектра солитона происходит в результате сильного влияния третьего порядка дисперсии среды, а отстройка частоты резонансного излучения от несущей частоты импульса определяется отношением дисперсионных коэффициентов второго и третьего порядков.

Исследовать формирование антистоксовой области СК при филаментации фемтосекундного лазерного излучения, перестраиваемого в широком диапазоне длин волн, и установить физический механизм образования широкого минимума, отделяющего максимум в высокочастотной области спектра от несущей частоты импульса, является одной из задач настоящей работы.

1.3 КОМПРЕССИЯ ИМПУЛЬСА И СВЕТОВЫЕ ПУЛИ

Пространственная локализация фемтосекундного лазерного импульса в филаменте вызывает сокращение его длительности. При нелинейно-оптическом преобразовании светового поля в филаменте осуществляется одновременно уширение спектра импульса и сфазирование его гармоник. Как показано теоретически в [104,105] наибольшее сжатие лазерного импульса в воздухе достигается на определенном расстоянии в филаменте. В экспериментах, выполненных в аргоне при давлении 0.8 атм, продемонстрирована самокомпрессия импульса длительностью 55 фс до 8 фс [106,107]. При этом волновой пакет наиболее сильно сжимается во времени в приосевой области пучка, где высокая интенсивность. Поэтому при увеличении диафрагмы приемника от 300 до 700 мкм длительность импульса, зарегистрированная в эксперименте, увеличивается от 8 до 12 фс. В импульсе при круговой поляризации светового поля спектр при филаментации уширяется больше, чем при линейной поляризации, и в этом случае можно ожидать более эффективной компрессии импульса [108]. Пространственный профиль пучка

существенно влияет на соотношение керровской и плазменной нелинейностей в филаменте и тем самым на амплитудно-фазовый спектр генерируемого суперконтинуума и компрессию импульса. Возможность управления сжатием импульса посредством изменения профиля пучка продемонстрирована в [109], где получен импульс длительностью 8.2 фс энергией 0.9 мДж при филаментации в аргоне при давлении 1 атм излучения длительностью 45 фс.

Пространственно-временная компрессия оптического излучения впервые рассмотрена в [110] на основе анализа в безабберационном приосевом приближении [7,111] нелинейного уравнения квазиоптики. Общая формулировка условий сжатия волнового пакета в среде с кубической нелинейностью представлена в [112] на основе вариационного подхода в трехмерной задаче. При совместном и сравнимом влиянии дифракции и аномальной дисперсии возможно симметричное и одновременное сжатие волнового пакета в условиях нелинейной рефракции в среде с мгновенной кубической нелинейностью и образование, так называемой, «световой пули». При этом согласно [110] дисперсия высшего порядка, вклад которой возрастает с уширением спектра, нарушает пространственно-временное сжатие волнового пакета. Солитонные решения одномерного нелинейного волнового уравнения являются устойчивыми [113], в отличие от солитонных решений в трехмерном случае [114]. Существование световых пуль в Керровской среде в условиях аномальной ДГС и их возможное использование в качестве объекта переноса информации в цифровой логике обсуждается в [115,116]. Формирование световых пуль возможно в нелинейных средах с искусственной геометрией [117]. Теоретически показано, что аномальная дисперсия играет определяющую роль в формировании световой пули в планарном волноводе с керровской нелинейностью [118], в образовании уединенных конических световых пуль при распространении Бесселева пучка в нелинейной среде [119]. Подобная локализация нелинейных волн возможна без конической геометрии при балансе самофокусировки и нелинейных потерь в среде [120,121]. Процесс формирования оптического солитона в кварцевом волокне численно проанализирован в [102,122]. Оцененная оптимальная длительность оптического солитона для распространения по кварцевым волноводам в условиях аномальной дисперсии составляет 6-10 фемтосекунд [123,124]. Показано, что при распространении предельно короткого импульса в условиях аномальной ДГС под действием электронной нелинейности микро-структурированного волокна и плавленого кварца низкочастотная часть его спектра формирует солитон-подобное образование длительностью в полтора периода светового поля, высокочастотное крыло генерируется при обрушении ударной волны огибающей на хвосте импульса [102,122].

В первых экспериментах по сжатию импульса в филаменте в воздухе, благородных газах, метане и плавленом кварце было достигнуто уменьшение длительности импульса до 10 раз [125]. Самокомпрессия импульса приводила к формированию трехмерного пространственно-временного солитона - световой пули. В фемтосекундном филаменте световые пули образуются в условиях динамической дефокусировки лазерного излучения в наведенной лазерной плазме. В [126] на основе модели движущихся фокусов явления филаментации [88] предложена модель, согласно которой световые пули возникают при запаздывании нелинейного отклика как керровской нелинейности, так и нелинейности лазерной плазмы, которая генерируется при многофотонной ионизации. Возможность формирования световых пуль длительностью порядка 10 фс вследствие четырехволнового смешения теоретически рассмотрена при филаментации импульса в аргоне и плавленом кварце [127]. Механизм ионизационно-индуцированной самокомпрессии ультракороткого импульса в газонаполненных капиллярах теоретически исследован в [128]. Сжатие импульса до шести оптических осцилляций светового поля возможно при совместной филаментации в аргоне фемтосекундного лазерного излучения на длинах волн 800 и 400 нм [129]. В этой схеме кросс-керровская самофокусировка в двухцветном филаменте предотвращает распад импульса и обеспечивает высокую эффективность самокомпрессии. Формирование рамановских пуль филамента в воздухе и азоте объясняется в [130] аномальной дисперсией самонаведенной лазерной плазмы.

Двухкомпонентные оптико-терагерцовые пули формируются в результате дробления импульса на множество филаментов в процессе нелинейного распространения в условиях самоиндуцированной прозрачности в среде резонансных квантовых центров при наличии у перехода примесей постоянного дипольного момента [131].

Формирование устойчивых пространственно-временных солитонов - световых пуль возможно в средах с эффективной насыщающейся кубической нелинейностью, формируемой совместным вкладом нелинейностей 3 и 5 порядка, и аномальной ДГС [132]. При определенных условиях материалы с квадратичной нелинейностью могут вести себя схожим образом с материалами, обладающими кубической нелинейностью, из-за, так называемого, каскадного квадратичного эффекта [133–135], идея которого была предложена еще в 70-х годах [136–138]. Оптические пространственно-временные солитоны получены экспериментально в каскадном процессе генерации на нелинейной восприимчивости второго порядка в среде с квадратичной нелинейностью и аномальной ДГС [139].

Существование стабильных трехмерных пространственно-временных солитонов теоретически исследовано в планарной фотонной структуре с кубической нелинейностью, образуемой при слабой гармонической модуляции индекса рефракции [140], в волокнах [117,141–143], в решетке нелинейных волноводов при продольной противофазной модуляции – в [144].

Впервые пространственно-временное сжатие волнового пакета и образование световой пули длительностью 30 фс сечением 20 мкм, наблюдалось при распространении в планарном стеклянном волноводе излучения длительностью 60 фс с эллиптическим распределением интенсивности в плоскости поперечного сечения [145]. Установлено, что световая пуля образуется только при аномальной дисперсии в импульсе и ее длительность минимальна при определенной мощности излучения. В гексагональной решетке слабо связанных одномодовых нелинейных волноводов, рассмотренной в [140], световые пули длительностью 25 фс зарегистрированы в [146] и детально исследованы в [147] при распространении излучения на длине волны 1550 нм, которая относится к области аномальной дисперсии среды.

Однако до исследований автора диссертации не известно работ по экспериментальной регистрации световых пуль при филаментации фемтосекундного лазерного излучения в объеме прозрачной диэлектрической среды и исследованию механизма их формирования.

1.4 ЧИСЛЕННЫЕ МОДЕЛИ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ФИЛАМЕНТАЦИИ И АНАЛИТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИЗУЧЕНИЯ ФОРМИРОВАНИЯ СУПЕРКОНТИНУУМА

Для численного моделирования трансформации пространственно-временных и частотно-угловых характеристик излучения при филаментации в конденсированных средах используются математические модели, описывающие распространение мощных сверхкоротких лазерных импульсов в прозрачных диэлектриках.

В основе моделей лежит нелинейное волновое уравнение для вектора электрического поля [7], полученное из уравнений Максвелла, дополненное кинетическим уравнением для концентрации самонаведенной лазерной плазмы. В предположении отсутствия продольных компонент поля и при его линейной поляризации используется скалярное волновое уравнение, представленное в системе координат, движущейся с групповой скоростью импульса [4,5,7,148–150].

Скалярное волновое уравнение записывается для комплексной огибающей светового поля в приближении метода медленно меняющейся амплитуды, которое, как показано в [151], справедливо для импульсов длительностью более 1.5 периодов светового поля. При

необходимости воспроизведения ударной волны огибающей, формирующейся в процессе филаментации, уравнение для комплексной амплитуды светового поля выводится в приближении метода медленно меняющейся волны [152], в котором вводится оператор волновой нестационарности, с помощью которого в уравнении удерживаются члены второго порядка малости в производных по времени. Так, в работе [90] представлена простейшая математическая модель, учитывающая дифракцию, дисперсию в приближении второго порядка и керровскую нелинейность. В другой работе этих же авторов [92] использовано более сложное уравнение для огибающей светового поля, в которое включены также дисперсия в приближении до третьего порядка и волновая нестационарность. В работе численно анализируется влияние таких физических факторов, как дисперсия групповой скорости, многофотонное поглощение и плазменная нелинейность, на динамику изменения пространственно-временных параметров импульса и формирование частотно-углового спектра фемтосекундного импульса при филаментации в воде.

В работе [153], на основе модели, учитывающей дифракцию, дисперсию в приближении до третьего порядка, керровскую нелинейность, плазменную нелинейность и потери на ионизацию среды, численно исследована динамика распространения фемтосекундного лазерных импульсов ($\lambda_0 = 800$ нм, $\tau_{FWHM} = 130$ фс), мощность которых в сотни раз превышает критическую мощность самофокусировки в плавном кварце. Получены пространственно-временные распределения интенсивности $I(r, \tau)$ в зависимости от расстояния z , которое прошел импульс в среде. Показано, что мощные импульсы при распространении в среде расщепляются по пространству и по времени, формируя множественные конические структуры локализации энергии (рис. 1.7).

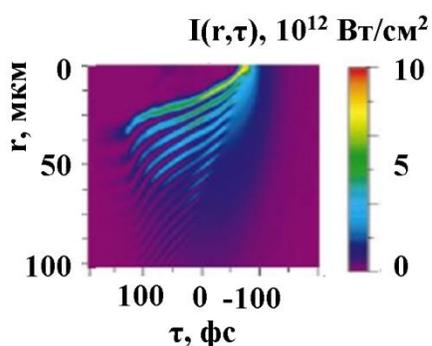


Рис. 1.7. Пространственно- временное распределение интенсивности импульса $I(r, \tau)$. Импульс прошел в среде расстояние $z = 4500$ мкм. Центральная длина волны $\lambda_0 = 800$ нм, $\tau_{FWHM} = 130$ фс, начальная энергия импульса $W = 135$ мкДж [153].

В работе [154], посвященной численному моделированию эволюции пространственно-временной структуры жестко сфокусированных фемтосекундных импульсов ($\lambda_0 = 780$ нм, $\tau_{FWHM} = 60$ фс, $W = 0.8$ мкДж) в плавном кварце, использовалось скалярное уравнение для

огibaющей светового поля, учитывающее дифракцию, материальную дисперсию по формуле Селмейера, керровскую нелинейность, ток свободных носителей самонаведенной плазмы, обуславливающий плазменную нелинейность, и потери на полевую ионизацию среды. В работе показано, что в области формирования плазмы, сечение и длина которой по порядку величины определяются диаметром и длиной перетяжки исходного пучка в отсутствие самовоздействий, световой пакет испытывает значительные фазовые искажения, которые приводят к значительному увеличению расходимости пучка и уширению спектра. Авторами показано, что нелинейные самовоздействия фемтосекундных световых пакетов в прозрачной конденсированной среде могут приводить к формированию сверхкоротких световых импульсов, распространяющихся в направлениях, отличных от падающего пучка. Спектры рассеянных импульсов уширены по сравнению со спектром входного излучения и сдвинуты в синюю область; синий сдвиг частоты увеличивается по мере удаления от оси пучка.

На основе расчета Нелинейного Уравнения Шредингера, полученного в приближении медленно меняющейся амплитуды, рассмотрена эволюция вдоль атмосферной трассы усредненных параметров филамента [155], представлена аналитическая аппроксимация изменения эффективного радиуса пучка в различных стадиях нестационарной самофокусировки [156].

При распространении импульсов длительностью около одного колебания светового поля использование уравнения для медленно меняющейся амплитуды поля становится некорректным. Скалярное волновое уравнение для напряженности светового поля представленное в пространстве координат и временных частот, факторизуется для выделения уравнения для бегущей вперед компоненты (Forward Maxwell Equation [157]). Данное уравнение может использоваться для пучков, угловой спектр которых остается значительно меньше волнового числа в направлении распространения излучения [7,148]. Для излучения, параметры которого не соответствуют параксиальному приближению, используется однонаправленное волновое уравнение (Unidirectional Pulse Propagation Equation [148,150]), полученное при факторизации скалярного волнового уравнения, представленного в пространстве волновых векторов и временных частот.

Для описания дисперсии как линейного, так и нелинейного поляризованных откликов диэлектрической среды, в общем случае учитывается электронная и ионная компоненты поляризации. Влияние вращательных переходов молекул азота и кислорода на запаздывание нелинейного отклика воздушной среды исследовано в [158–160]. Математическая модель этого

отклика предложена в [161] и используется как для газообразных так и для конденсированных сред [162,163]. В нерезонансном приближении, в условиях малости ионной компоненты, в однонаправленном волновом уравнении для электрического поля также учитывается дисперсия как линейных, так и нелинейных откликов электронных и электронно-колебательных переходов [102,122,123]. Линейная дисперсия электронного отклика определяет нормальную групповую дисперсию, тогда как аномальную групповую дисперсию определяет линейная дисперсия электронно-колебательного отклика.

Для перехода от однонаправленного волнового уравнения в представлении временных частот к временному представлению используется разложение действительной и комплексной частей показателя преломления среды в ряд Лорана по четным индексам степени частоты [164–166]. При распространении лазерного излучения в волноводах размерность волнового уравнения уменьшается от $3D+1$ до $1D+1$.

Для физической интерпретации формирования конической эмиссии суперконтинуума при филаментации используются различные модели. Так, наблюдаемая экспериментально коническая эмиссия суперконтинуума при филаментации пикосекундных импульсов на длине волны 530 нм в воде интерпретирована как Черенковское излучение на поверхности филамента [85]. Этой же модели придерживаются авторы работы [15] для объяснения экспериментально наблюдаемой конической эмиссии при филаментации фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе. Увеличение угловой расходимости излучения суперконтинуума с ростом частоты спектральных компонент, полученное при фокусировке фемтосекундных импульсов на длине волны 620 нм в струю этиленгликоля, в [86] объясняется четырехволновой параметрической генерацией.

В работах [5,167] представлена физическая модель генерации излучения суперконтинуума как результата фазовой самомодуляции лазерного импульса в пространстве и времени. Согласно этой модели, поле нелинейного фазового набега, формирующееся в результате взаимодействия мощного лазерного излучения со средой в условиях высокой пространственно–временной локализации энергии, обладает существенными градиентами как во времени, так и в пространстве, которые являются причиной уширения частотного спектра и появления угловой расходимости. При этом совокупный вклад керровской и плазменной нелинейностей, волновых эффектов дифракции и материальной дисперсии среды в их неразрывной связи обуславливает формирование частотно–углового спектра лазерного импульса.

Концепция X-волн для интерпретации явления филаментации основывается на представлении импульса в виде пакета конических волн [91,92]. Распределения спектральных компонент интенсивности на плоскости угол-длина волны имеют характерную X-образную форму при филаментации в среде с нормальной дисперсией. В конденсированных средах представление X-волн является особенно наглядным.

Модель трехволнового смешения, согласно которой новые частоты суперконтинуума генерируются вследствие рассеяния падающего поля на материальных волнах нелинейного отклика среды, детально изложена в [168] на основе анализа нелинейного уравнения для огибающей импульса. Полученное условие фазового синхронизма для взаимодействующих волн определяет область частотно-углового пространства, в которую эффективно перекачивается энергия падающего импульса, что позволяет определить положение максимума в частотно-угловом спектре, формирующемся при филаментации импульса в условиях нормальной и аномальной дисперсии групповой скорости среды.

Для анализа влияния материальной дисперсии на вид частотно-углового спектра в работах [169,170] рассматривается уравнение, описывающее распространение волнового пакета с центральной частотой ω_0 при учете дифракции и второго порядка дисперсии среды. Стационарные и локализованные решения уравнения распространения импульса в среде являются волновыми модами излучения, основные свойства которых определяются дисперсионным соотношением $K(\Omega)$. Для нормальной дисперсии решение дисперсионного уравнения — гипербола (X-форма) (рис. 1.8 а). В случае аномальной дисперсии — эллипс (О-форма) (рис 1.8 б).

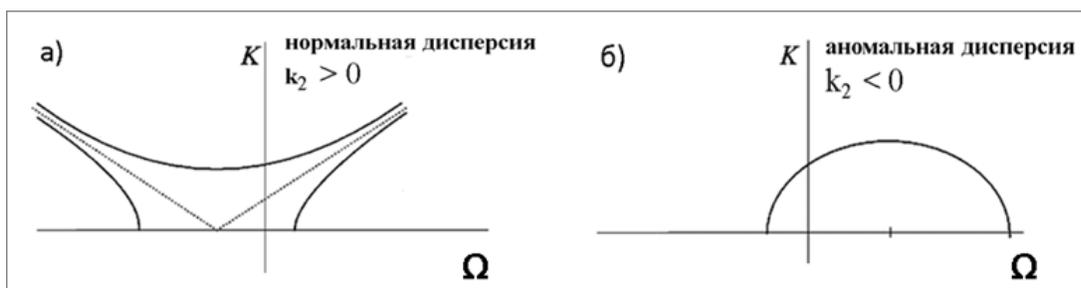


Рис. 1.8. X- и O-формы дисперсионной зависимости волновых мод.

а) нормальная дисперсия; б) аномальная дисперсия [169,170].

Множество моделей явления филаментации фемтосекундного лазерного излучения позволяет в численных экспериментах выбрать оптимальный подход к компьютерному исследованию конкретно рассматриваемой проблемы.

ГЛАВА 2. КОМПЬЮТЕРНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ ПО ФИЛАМЕНТАЦИИ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛАВЛЕНОМ КВАРЦЕ

2.1 МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФОРМУЛИРОВКА ЗАДАЧИ

Численное моделирование выполнено в целях количественного анализа трансформации пространственно-временного распределения светового поля и частотно-угловых спектров фемтосекундного лазерного излучения различных длин волн в процессе филаментации в плавленом кварце. Исследования проведены для импульсов, длительность которых на полувысоте интенсивности составила 35 – 90 фемтосекунд, центральные длины волн лежат в диапазоне от 400 до 2300 нм. Энергия импульсов варьировалась от 1 до 15 мкДж, что таким образом исключало режим множественной филаментации. Область параметров рассмотренного излучения определялась в значительной степени экспериментом, как составной частью комплексного подхода, включающего численное моделирование и аналитическое исследование.

В отсутствие множественной филаментации применима аксиально-симметричная модель распространения фемтосекундного лазерного излучения. Для аксиально-симметричной задачи распространения фемтосекундного излучения в нелинейной среде квазимонохроматическое электрическое поле представимо в скалярном приближении $E(r, t) = \frac{1}{2} A(r, t) e^{i\omega_0 t - ik_0 z} + \text{к.с.}$, где $A(r, t)$ — медленно меняющаяся комплексная амплитуда огибающей светового поля, ω_0 — центральная частота импульса, k_0 — волновое число плоской волны, распространяющейся в среде вдоль оси z . Применимость метода медленной меняющейся амплитуды (ММА) корректна для импульсов длительностью вплоть до 1.5 периодов колебаний светового поля на основной частоте [151].

В бегущей системе координат $\tau = t - z/v_g$, где $v_g = \frac{1}{k_1} = \left(\frac{\partial k}{\partial \omega} \Big|_{\omega=\omega_0} \right)^{-1}$ — групповая скорость импульса, уравнение относительно медленно меняющейся амплитуды $A(r, z, \tau)$ светового поля имеет вид [171]:

$$\begin{aligned}
2ik_0 \frac{\partial A(r, z, \tau)}{\partial z} &= \hat{T}^{-1} \Delta_{\perp} A(r, z, \tau) \\
+ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{1 + \Omega/\omega_0} &\left(k^2(\omega_0 + \Omega) - (k_0 + k_1 \Omega)^2 \right) \tilde{A}(r, \Omega, z) e^{i\Omega\tau} d\Omega + \\
+ \frac{2k_0^2}{n_0} \hat{T} [\Delta n_k(r, z, \tau) A(r, z, \tau)] &+ \frac{2k_0^2}{n_0} \hat{T}^{-1} [\Delta n_p(r, z, \tau) A(r, z, \tau)] - \\
- ik_0 \hat{T}^{-2} [\sigma N_e(r, z, \tau) A(r, z, \tau)] &- ik_0 \alpha(r, z, \tau) A(r, z, \tau).
\end{aligned} \tag{2.1}$$

где $\tilde{A}(r, \Omega, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(r, \tau, z) e^{-i\Omega\tau} d\tau$ – Фурье образ огибающей импульса, $\Omega = \omega - \omega_0$ – частотный сдвиг спектральной компоненты суперконтинуума на частоте ω от несущей частоты ω_0 . При выводе этого уравнения принято, что $v_g \cong c$, то есть $\left. \frac{\partial k}{\partial \omega} \right|_{\omega=\omega_0} \cong \frac{k_0}{\omega_0}$ или $\frac{k_1}{k_0} \cong \frac{1}{\omega_0}$.

Оператор \hat{T} определяется следующим образом:

$$\hat{T} = 1 - \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau}. \tag{2.2}$$

Этот оператор появляется при удержании первой производной по времени при переходе к бегущей с групповой скоростью системе координат и позволяет воспроизвести волновую нестационарность при самомодуляции импульса, которая проявляется в увеличении крутизны заднего фронта импульса и формировании ударной волны огибающей [7,152]. В результате такого приближения существенно расширяется частотный диапазон, воспроизводимый в методе медленно меняющейся амплитуды, что необходимо для адекватного описания уширения спектра импульса при филаментации. Таким образом, уравнение (2.1) применимо для моделирования распространения в среде с кубической нелинейностью импульсного излучения, ширина спектра которого сравнима с несущей частотой, а длительность – с периодом оптических осцилляций [151,152].

Приращение показателя преломления Δn_k , описывающее керровскую нелинейность, представляется в виде свертки:

$$\Delta n_k(r, \tau, z) = n_2 \left\{ (1 - g) I(r, \tau, z) + g \int_{-\infty}^{\tau} h(\tau - \tau') I(r, \tau', z) d\tau' \right\}. \tag{2.3}$$

где $I = \frac{cn_0}{8\pi} |A|^2$ – интенсивность светового поля, n_0 – показатель преломления среды (для плавленого кварца $n_0 \approx 1.45$), n_2 – нелинейный показатель преломления при квазистационарном излучении, g – парциальный вклад рамановского отклика. Для плавленого

кварца $n_2 \approx 3.54 \times 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$ [149,172–174] $g = 0.18$. Функция запаздывающего нелинейного отклика имеет вид:

$$h(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1^2 \tau_2} \exp(-\tau/\tau_1) \sin(\tau/\tau_2), \text{ где } \tau_1 = 32 \text{ fs}, \tau_2 = 12.5 \text{ fs}. \quad (2.4)$$

Так как характерные времена τ_1 и τ_2 близки к длительности рассматриваемых импульсов, необходимо учитывать запаздывающую часть керровской нелинейности. В расчетах, проведенных в [102], показано, что при сокращении длительности импульса до величин, меньших, чем характерные времена рамановского отклика, влияние запаздывающей части керровской нелинейности на пространственно-временную трансформацию импульса при его распространении в нелинейной среде значительно уменьшается, так как парциальный вклад g - невелик.

Дефокусировка и поглощение светового поля в плазме описываются плазменной нелинейностью Δn_p и сечением тормозного поглощения σ [175,176]:

$$\Delta n_p(r, t) = -\frac{4\pi e^2 N_e(r, t)}{2n_0 \omega_0^2 m_e}, \quad (2.5)$$

$$\sigma = \frac{k_0 4\pi e^2}{n_0^2 \omega_0^2 m_e} \frac{v_c}{\omega_0}, \quad (2.6)$$

где v_c – частота столкновений "электрон-нейтрал", m_e, e – масса и заряд электрона. Для плавленого кварца $v_c \sim 10^{14} \text{ s}^{-1}$ [4]. Концентрация свободных электронов N_e подчиняется кинетическому уравнению:

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = W(I)(N_0 - N_e) + v_i N_e - \beta N_e^2, \quad (2.7)$$

где N_0 — концентрация нейтральных атомов,

v_i — частота лавинной ионизации,

β — частота электронной рекомбинации.

Протекание процесса полевой ионизации, скорость которого $W(I)$, зависит от соотношения потенциала ионизации атома и кинетической энергии, приобретаемой связанным электроном в процессе взаимодействия с электромагнитной волной. В [177] введен адиабатический параметр Келдыша, характеризующий данное соотношение:

$$\gamma = \frac{\omega_0 \sqrt{2m_e U_i}}{e|A|}, \quad (2.8)$$

где U_i – ширина запрещенной зоны, равная для плавленого кварца 9 эВ. При относительно слабых полях $\gamma \gg 1$ имеет место приближение многофотонного поглощения, вероятность которого экспоненциально убывает с ростом числа фотонов на частоте ω_0 , необходимого для высвобождения электрона из атома с потенциалом ионизации U_i , то есть с увеличением порядка многофотонности процесса ионизации $K = [U_i/\hbar\omega_0 + 1]$, где $[]$ — взятие целой части. При сильных полях $\gamma \ll 1$ процесс полевой ионизации переходит в туннельный режим, и скорость ионизации $W(I)$ перестает зависеть от частоты падающего поля. Для типичных условий филаментации лазерных импульсов на длине волны оптического диапазона в конденсированных средах интенсивность излучения $I \sim 10^{13}$ Вт/см² и параметр Келдыша $\gamma \sim 1$, что соответствует переходу от многофотонного к туннельному механизму ионизации. Для расчета скорости ионизации $W_E(|A|)$ в поле амплитуды $|A|$ использована формула Келдыша [177]:

$$W_E(|A|) = \frac{2\omega_0}{9\pi} \left(\frac{\omega_0 \mu}{\hbar \Gamma} \right)^{3/2} Q(\gamma, \omega_0) \exp\{-\alpha \langle x+1 \rangle\}, \quad (2.9)$$

$$\text{где } \Gamma = \sqrt{\frac{\gamma^2}{1+\gamma^2}}, \quad \Xi = \sqrt{\frac{1}{1+\gamma^2}}, \quad (2.10)$$

$$Q(\gamma, \omega_0) = \sqrt{\frac{\pi}{2K(\Xi)}} \times \sum_{n=0}^{\infty} \exp(-n\alpha) \Phi(\sqrt{\beta(n+2\nu)}), \quad (2.11)$$

$$\alpha = \pi \frac{K(\Gamma) - E(\Gamma)}{E(\Xi)}, \quad \beta = \frac{\pi^2}{2K(\Xi)E(\Xi)}, \quad (2.12)$$

$$x = \frac{2}{\pi} \frac{U_i}{\hbar\omega_0} \frac{E(\Xi)}{\Gamma}, \quad \nu = \langle x+1 \rangle - 1. \quad (2.13)$$

$$\Phi(z) = \int_0^z e^{y^2 - z^2} dy. \quad (2.14)$$

Здесь K и E — полные эллиптические интегралы первого и второго рода. По формулам 2.9 – 2.14 в настоящей работе рассчитываются скорости полевой ионизации в плавленом кварце.

Для конденсированных сред необходимо учитывать вклад лавинной ионизации, частота которой рассчитывается по следующей формуле :

$$v_i = \frac{1}{U_i} \frac{e^2 |A|^2}{2m(\omega_0^2 + v_c^2)} v_c \quad (2.15)$$

Для развития электронной лавины необходимо, чтобы длительность τ_0 лазерного импульса значительно превышала время развития каждого электронного поколения $\tau_0 \gg 1/v_i$. При воздействии лазерного излучения на длинах волн 800 – 2300 нм с интенсивностью $I = 5 \times 10^{13}$ Вт/см² на плавленый кварц с потенциалом ионизации $U_i = 9$ эВ время $\tau_i = 1/v_i$ составляет от 14 до 3 фс, соответственно, что приводит к существенному росту концентрации свободных электронов на временном масштабе нескольких десятков фемтосекунд. Поэтому при длительности импульсов 35 – 90 фс учет лавинной ионизации необходим. Время электронной рекомбинации $1/\beta$ составляет несколько сотен фемтосекунд в рассматриваемой среде, поэтому в численных расчетах последний член уравнения (2.7) не учитывается.

Коэффициент ослабления, вызванный полевой ионизацией среды, равен:

$$\alpha(r, \tau) = \frac{K\hbar\omega}{I} W(I)(N_0 - N_e(r, \tau)) \quad (2.16)$$

2.2 ДИСПЕРСИЯ ПЛАВЛЕННОГО КВАРЦА

Уравнение (2.1) относительно медленно меняющейся комплексной амплитуды наряду с дифракцией и нелинейно-оптическим взаимодействием фемтосекундного излучения со средой в полной мере учитывает материальную дисперсию в кварце, которая вдали от линий поглощения описывается формулой Селмейера [178]:

$$n(\omega) = \sqrt{1 + \sum_{m=1}^3 B_m \frac{\omega_m^2}{\omega_m^2 - \omega^2}}, \text{ где} \quad (2.17)$$

$$\begin{aligned} B_1 &= 0.6962, \quad \omega_1 = 2.75 \times 10^{16} \text{ с}^{-1} \\ B_2 &= 0.4079, \quad \omega_2 = 1.62 \times 10^{16} \text{ с}^{-1} \\ B_3 &= 0.8975, \quad \omega_3 = 1.90 \times 10^{14} \text{ с}^{-1} \end{aligned}$$

Дисперсионная зависимость $n(\lambda)$, соответствующая формуле (2.17), приведена на рис. 2.1. Для учета материальной дисперсии согласно (2.17) удобно перейти в спектральное

представление огибающей $\tilde{A}(r, \Omega, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(r, \tau, z) e^{-i\Omega\tau} dt$, $\Omega = \omega - \omega_0$. Во втором слагаемом

правой части (2.1) дисперсионное соотношение (2.17) представлено зависимостью $k(\omega)$.

На рис. 2.2 представлена в зависимости от длины волны величина $k_2 = \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \Big|_{\omega=\omega_0}$,

характеризующая дисперсию групповой скорости. В зависимости $k_2(\lambda)$ можно выделить три области длин волн:

200 нм < λ < 1000 нм — область нормальной дисперсии групповой скорости ($k_2 > 0$);

1000 нм < λ < 1500 нм — область нулевой дисперсии групповой скорости ($k_2 \sim 0$);

$\lambda > 1500$ нм — область аномальной дисперсии групповой скорости ($k_2 < 0$).

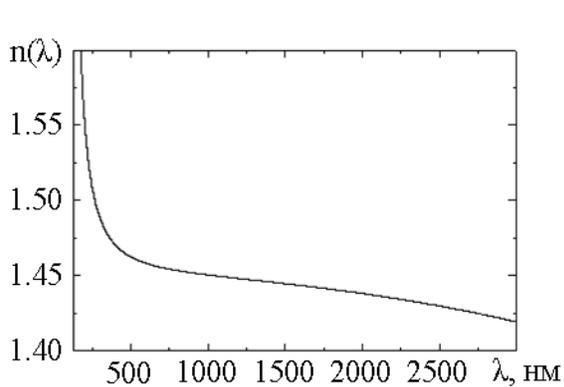


Рис. 2.1 Показатель преломления $n(\lambda)$ плавленого кварца в широкой полосе длин волн, рассчитанный в соответствии с формулой Селмейера [178].

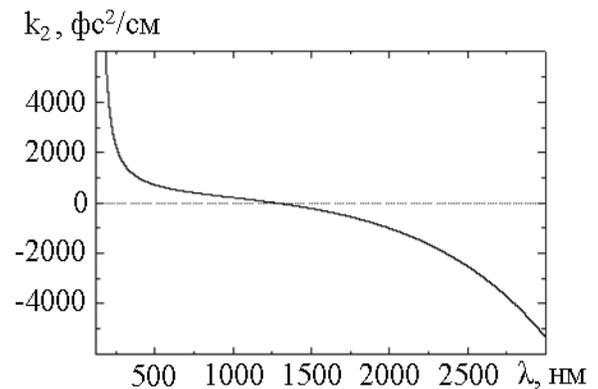


Рис. 2.2 Параметр k_2 , характеризующий дисперсию групповой скорости в плавленом кварце [178].

2.3 МЕТОД ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ

При исследовании конической эмиссии и генерации суперконтинуума в режиме одного филамента возможно рассматривать аксиально-симметричные световые поля. Переход от координат (x, y, z, τ) и соответственно задачи размерности 3D+1 к аксиально-симметричным цилиндрическим координатам (r, z, τ) и следовательно, задачи 2D+1 позволяет повысить пространственное и временное разрешения, что необходимо для адекватного описания трансформации импульса. При этом значительно сокращается объем вычислительных затрат.

Численное исследование явления филаментации фемтосекундного лазерного излучения вызывает значительные трудности, которые обусловлены большим диапазоном пространственных и временных масштабов изменения комплексной амплитуды светового поля. В процессе самовоздействия лазерного импульса в нелинейной среде характеристический масштаб изменения светового поля по радиальной (r) и временной (τ) координатам может уменьшиться на несколько порядков, что требует использования расчетных сеток высокого

разрешения. Особенно значительно расширяется диапазон временных масштабов при исследовании сверхширения спектра фемтосекундного лазерного излучения на длине волны, лежащей в области аномальной дисперсии групповой скорости. Действительно, спектральная полоса суперконтинуума при филаментации импульса на длине волны 2000 нм достигнет ультрафиолетовой области спектра: $\lambda_{\min} \sim 200$ нм. Такой полосе частот необходима расчетная сетка с временным шагом $\Delta t \leq \lambda_{\min}/2c = 1/2\omega_{\max} \approx 0.1\phi c$. Кроме того, для корректного численного решения волнового уравнения (2.1) размер области изменения координат (r) и (τ) должен быть достаточно велик и составлять не менее 10 радиусов a_0 исходного пучка и полудлительностей импульса τ_0 , соответственно. Таким образом, размерность массива только по времени составит 2000 при $\tau_0 = 20\phi c$. Шаг по радиусу в приосевой области ($r < 2a_0$) равномерный и составляет $\Delta r \approx 0.1$ мкм, тогда как при $r > 2a_0$ шаг начинает медленно линейно расти. Таким образом, использование неравномерной сетки по радиусу позволяет уменьшить ее размерность на несколько тысяч узлов. Шаг по пространству Δz является адаптивным, его значение высчитывается на каждой итерации исходя из ограничения на максимальный фазовый набег. Таким образом, шаг по пространству уменьшается в процессе самофокусировки излучения и достигает значений $\Delta z \approx 20 \div 50$ мкм в нелинейном фокусе филамента и при формировании плазменных каналов.

Для получения решения нелинейного уравнения (2.1) используется метод расщепления по физическим факторам. В соответствии с данным методом уравнение (2.1) на каждом шаге вдоль эволюционной координаты z заменяется цепочкой уравнений:

1) Решение дисперсионного уравнения производится после перехода в спектральное пространство временных частот Ω :

$$2ik_0 \frac{\partial \tilde{A}(r, \Omega)}{\partial z} = \frac{1}{1 + \Omega/\omega_0} \left(k^2(\omega_0 + \Omega) - (k_0 + k_1\Omega)^2 \right) \tilde{A}(r, \Omega); \quad (2.18)$$

2) Дифракционное уравнение решается методом прогонки по радиальной координате. При этом комплексная амплитуда поля остается в спектральном пространстве $\partial \tilde{A}(r, \Omega)$, так как оператор $\tilde{T}^{-1} = 1 + \frac{\Omega}{\omega_0}$ удобнее применять в пространстве временных частот Ω :

$$2ik_0 \frac{\partial A(r, \Omega)}{\partial z} = \hat{T}^{-1} \Delta_{\perp} A(r, \Omega); \quad (2.19)$$

3) После перехода из спектрального пространства $A(r, \Omega)$ во временное $A(r, \tau)$, нелинейное уравнение решается в пространстве переменных (r, τ) :

$$2ik_0 \frac{\partial A(r, \tau)}{\partial z} = \frac{2k_0^2}{n_0} \hat{T} [\Delta n_k(r, \tau) A(r, \tau)] - \frac{2k_0^2}{n_0} \hat{T}^{-1} [\Delta n_p(r, \tau) A(r, \tau)]; \quad (2.20)$$

4) Так же и диссипативное уравнение решается в пространстве (r, τ) :

$$2ik_0 \frac{\partial A(r, \tau)}{\partial z} = -ik_0 \hat{T}^{-2} [\sigma N_e(r, \tau) A(r, \tau)] - ik_0 \alpha(r, \tau) A(r, \tau). \quad (2.21)$$

Уравнения (2.25 – 2.28) интегрируются поочередно, причем решение каждого предыдущего уравнения является начальным условием для последующего. Для решения кинетического уравнения плотности свободных электронов также используется метод расщепления по физическим факторам. Таким образом, на каждом шаге вдоль оси z отдельно рассматривается влияние многофотонной ионизации и лавинной ионизации [171].

Краевое условие для огибающей $A(r, \tau)$ имеет вид: $A(r|_{\Gamma}, z, \tau) = 0$, где Γ — граница расчетной области.

Начальное излучение задано в виде коллимированного спектрально ограниченного гауссова импульса с гауссовым распределением амплитуды поля в поперечном сечении:

$$A(r, t, z = 0) = A_0 \exp \left\{ -\frac{r^2}{2a_0^2} - \frac{\tau^2}{2\tau_0^2} \right\}, \quad (2.22)$$

где a_0 и τ_0 — начальный радиус пучка и полудлительность импульса по уровню интенсивности e^{-1} , A_0 — пиковая амплитуда светового поля. Значение τ_0 связано с длительностью импульса по полувысоте $\tau_{1/2}$ соотношением $\tau_{1/2} = 2\sqrt{\ln 2} \tau_0$.

2.4 ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ЧИСЛЕННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Результатом численного решения системы (2.1 - 2.16) является изменение во времени распределения комплексной амплитуды поля $A(r, z, t)$. Спектральная плотность мощности суперконтинуума $S(\omega, z)$ лазерного импульса на расстоянии z равна:

$$S(\omega, z) = const_1 \cdot \int_0^{\infty} S(r, \omega, z) r dr, \quad (2.23)$$

где $S(r, \omega, z) = \text{const}_2 \cdot \left| \int_{-\infty}^{\infty} A(r, z, t) e^{-i\Omega t} dt \right|^2$ — распределение интенсивности спектральных компонент в плоскости поперечного сечения на расстоянии z , $\Omega = \omega - \omega_0$ — частотный сдвиг излучения суперконтинуума на частоте ω от несущей частоты ω_0 . Для перехода от распределения спектральной плотности мощности по частотам $S(\omega, z)$ к распределению спектральной плотности мощности по длинам волн $S(\lambda, z)$ воспользуемся интегральным соотношением

$$\int S(\omega = \omega_0 + \Omega, z) d\omega = \int S(\lambda, z) d\lambda, \text{ и получим :} \quad (2.24)$$

$$S(\lambda, z) = S(\omega(\lambda), z) \frac{2\pi c n(\lambda)}{\lambda^2}. \quad (2.25)$$

Интенсивность компонент частотно-углового спектра $I(k_{\perp}, \omega, z)$ лазерного импульса на расстоянии z в цилиндрических координатах связана с комплексной амплитудой $A(r, z, t)$ преобразованием Фурье-Бесселя :

$$S(k_{\perp}, \omega, z) = \text{const} \cdot \left| \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(r, z, t) J_0(k_{\perp} r) e^{-i\Omega t} r dr dt \right|^2, \quad (2.26)$$

где $J_0(k_{\perp} r)$ — функция Бесселя нулевого порядка, $k_{\perp} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ — поперечная компонента волнового вектора $k(\omega)$. При сравнении спектральной интенсивности $S(k_{\perp}, \omega, z)$ с экспериментальными результатами удобно перейти от переменных (k_{\perp}, ω) к переменным (θ, λ) , где $\theta = \arcsin(k_{\perp}/k(\omega))$ — угол расходимости в среде излучения суперконтинуума на длине волны $\lambda = 2\pi c/\omega$. Используя энергетическое соотношение

$$\iint S(k_{\perp}, \omega = \omega_0 + \Omega, z) dk_{\perp} d\omega = \iint S(\theta, \lambda, z) d\theta d\lambda, \quad (2.27)$$

получим:

$$S(\theta, \lambda, z) = S(k_{\perp}(\theta, \lambda), \omega(\lambda), z) \frac{4\pi^2 c n(\lambda)}{\lambda^3}. \quad (2.28)$$

Размерности рассматриваемых величин таковы:

$$[S(r, \omega, z)] = \text{Bm}/\text{см}^2 \cdot \text{Гц};$$

$$[S(\omega, z)] = \text{Bm}/\text{Гц}; \quad [S(\lambda, z)] = \text{Bm}/\text{мкм};$$

$$[S(k_{\perp}, \omega, z)] = Bm / \Gamma_{\psi} \cdot \frac{\text{рад}}{\text{мкм}} ; [S(\theta, \lambda, z)] = Bm / \text{рад} \cdot \text{мкм}.$$

Таким образом, в результате численного эксперимента получено изменение пространственно-временного распределения интенсивности импульса $I(r, t, z) = \frac{cn_0}{8\pi} |A(r, t, z)|^2$, интенсивности спектральных компонент суперконтинуума $S(\lambda, z)$, частотно-углового распределения спектральных компонент импульса на плоскости "угол-длина волны" $S(\theta, \lambda, z)$. Кроме того определено изменение с расстоянием концентрации электронов на оси распространения импульса $N_e(z)$ (формула 2.7).

Для количественного сравнения частотно-угловых спектров $S_{num}(\theta, \lambda)$, полученных по формуле (2.28) при численном моделировании, с результатами экспериментов, необходимо учесть спектральную чувствительность $h(\lambda)$ CCD-камеры (рис. 2.3), используемой для регистрации распределения спектральных компонент конической эмиссии на плоскости угол-длина волны.

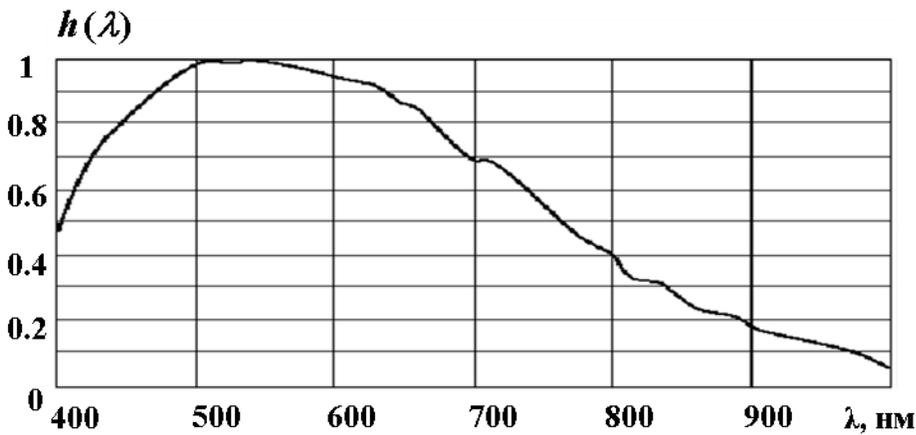


Рис. 2.3. Спектральная чувствительность CCD-камеры.

Спектральная чувствительность $h(\lambda)$ имеет максимум в области длины волны 550 нм, значительно спадая при приближении к границам видимого диапазона. Интенсивность спектральных компонент $S_{sim}(\theta, \lambda)$ излучения в формате лабораторного эксперимента равна:

$$S_{sim}(\theta, \lambda) = S_{num}(\theta, \lambda) h(\lambda) \quad (2.29)$$

где $S_{num}(\theta, \lambda)$ - частотно-угловой спектр, полученный непосредственно при численном моделировании.

Также для сравнения результатов моделирования и экспериментальных данных, уменьшался воспроизводимый динамический диапазон интенсивности численно полученных

спектров в соответствии с динамическим диапазоном CCD-камеры, который составлял 2.5 порядка.

2.5 ИНТЕРФЕРЕНЦИОННАЯ МОДЕЛЬ

Существуют различные интерпретации формирования конической эмиссии суперконтинуума. В настоящей работе использована простая интерференционная модель формирования частотно-углового спектра конической эмиссии при филаментации фемтосекундного лазерного импульса в нелинейной диспергирующей среде. Модель позволяет получить аналитически частотно-угловое распределение спектральных компонент суперконтинуума для импульсов различной частоты в средах с произвольным законом материальной дисперсии [171,179].

Согласно этой модели СК излучает широкополосный точечный источник, который движется вдоль филамента с групповой скоростью импульса с центральной частотой ω_0 . Такая модель основывается на следующих представлениях:

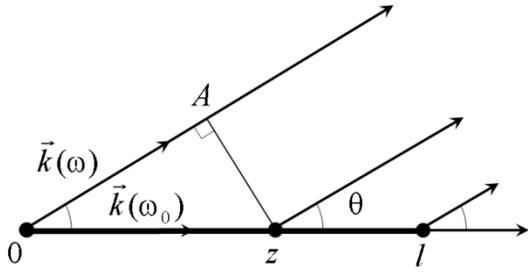
- Сверхуширение частотного спектра импульса происходит в результате фазовой самомодуляции, которая в антистоксовой полосе особенно значительна на хвосте распространяющегося импульса.
- Излучение суперконтинуума, будучи сфазированным со световым полем импульса, является когерентным, что подтверждено экспериментально [21].

В простейшем случае, при котором импульс не распадается на субимпульсы, существует единственный точечный источник широкополосного излучения, движущийся с групповой

скоростью импульса $v_g = \left(\frac{\partial k}{\partial \omega} \Big|_{\omega=\omega_0} \right)^{-1}$. В дальней зоне излучение конической эмиссии СК на

некоторой частоте $\omega = \omega_0 + \Omega$ является суперпозицией плоских волн, которые излучает под углом $\theta = \arcsin(k_{\perp}/k(\omega))$ к оси точечный источник, перемещаясь на отрезке l , равном длине непрерывного филамента.

Рис. 2.4 Разность фаз между плоскими волнами, излучаемыми движущимся когерентным источником [171].



Сдвиг фазы $\Delta\varphi(z)$ между волнами, которые излучаются под некоторым фиксированным углом θ в начале филамента $z=0$ и в некоторой текущей точке z на его длине определяется следующим образом. Если в точке $z=0$ в момент времени $t=0$ фазу волны на несущей частоте ω_0 принять равной нулю, то на расстоянии z ее фазовое запаздывание $\varphi_0(z)$ составит:

$$\varphi_0(z) = \omega_0 t - k_0 z, \quad (2.30)$$

где $k_0 = \omega_0 n(\omega_0)/c_0$ — волновое число в среде на несущей частоте. Время распространения t волнового пакета с центральной частотой ω_0 равно:

$$t = z/v_g. \quad (2.31)$$

Полагая, что фаза волны на частоте ω , которую излучает источник, совпадает с фазой несущей волны ω_0 в точке излучения, находим фазовое запаздывание волны, излучаемой в точке z :

$$\varphi(z) = (\omega_0/v_g - k_0)z. \quad (2.32)$$

Фазовое запаздывание волны $\varphi(0)$ на частоте ω , излученной в точке $z=0$ и распространившейся под углом θ , в точке z к моменту времени $t = z/v_g$ составляет:

$$\varphi(0) = (\omega/v_g - k(\omega) \cos \theta)z, \quad (2.33)$$

где $k(\omega) = \omega n(\omega)/c_0$ — волновое число на рассматриваемой частоте ω . Используя (2.32) и (2.33), находим искомый сдвиг фазы $\Delta\varphi(\theta, \omega, z)$ между интерферирующими волнами на частоте ω , которые под углом θ излучает двигающийся источник суперконтинуума в начальной точке $z=0$ и в текущей z :

$$\Delta\varphi(\theta, \omega, z) = z \left(\frac{\omega_0 - \omega}{v_g} - (k_0 - k(\omega) \cos \theta) \right). \quad (2.34)$$

Амплитуда спектральной компоненты суперконтинуума на частоте ω , распространяющейся под углом θ , равна суперпозиции всех волн, излучаемых двигающимся

источником на отрезке $[0, l]$, и ее интенсивность $S_{interf}(\theta, \omega)$ в дальней зоне определяется выражением:

$$S_{interf}(\theta, \omega) = \text{const} \cdot \left| \int_0^l S_0(\theta, \omega, z) \exp\{i\Delta\varphi(\theta, \omega, z)\} dz \right|^2, \quad (2.35)$$

где $S_0(\theta, \omega, z)$ — спектральная амплитуда точечного источника в точке z , которая может быть определена по результатам численного или лабораторного эксперимента для короткого филамента. После подстановки выражения для разности фаз (2.34) в интеграл (2.35) и считая, что спектральная амплитуда источника является постоянной $S_0(\theta, \omega, z) = \text{const} \cdot \sqrt{\zeta_0(\theta, \omega)}$ на протяжении излучающей длины филамента l , получим частотно-угловое распределение интенсивности $S_{interf}(\theta, \omega)$ конической эмиссии в дальней зоне, которое формируетдвигающийся точечный источник суперконтинуума:

$$S_{interf}(\theta, \omega) = \zeta_0(\theta, \omega) l^2 \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta\varphi(\theta, \omega)}{2}\right), \quad (2.36)$$

Сдвиг фазы $\Delta\varphi(\theta, \omega)$ является функцией частоты ω и угла расходимости θ излучения конической эмиссии:

$$\Delta\varphi(\theta, \omega) = l \left(\frac{\omega_0 - \omega}{v_g} - (k_0 - k(\omega) \cos \theta) \right). \quad (2.37)$$

Излучающей длиной филамента l является интервал, на котором интенсивность велика и происходит фазовая само модуляция излучения. На практике излучаемая длина l совпадает с протяженностью плазменного канала, в котором генерируются свободные электроны в интенсивном световом поле.

Сдвиг фазы $\Delta\varphi(\theta, \omega)$ параметрически зависит от центральной частоты импульса ω_0 , от дисперсионных характеристик среды, определяющих групповую скорость v_g и волновое число k , а также от энергии, длительности и поперечного размера волнового пакета, определяющих излучающую длину филамента l . С ростом излучающей длины l , например при увеличении энергии импульса, уменьшается период интерференционных максимумов и увеличивается контраст частотно-углового распределения спектральной интенсивности $S_{interf}(\theta, \omega)$.

После перехода от частоты ω к длине волны λ угловое распределение спектральных компонент излучения конической эмиссии принимает вид:

$$S_{interf}(\theta, \lambda) = \zeta_0(\theta, \lambda) l^2 \operatorname{sinc}^2\left(\frac{\Delta\varphi(\theta, \lambda)}{2}\right), \quad (2.38)$$

$$\zeta_0(\theta, \lambda) = \zeta_0(\theta, \omega(\lambda)) \frac{2\pi c}{\lambda^2} = \zeta_0(k_{\perp}(\theta), \omega(\lambda)) \frac{4\pi^2 c n(\lambda)}{\lambda^3}. \quad (2.39)$$

Сдвиг фазы в переменных (θ, λ) равен:

$$\Delta\varphi(\theta, \lambda) = \frac{2\pi l}{\lambda_0} \left(\left(1 - \frac{\lambda_0}{\lambda}\right) \frac{c_0}{v_g} - \left(1 - \frac{\lambda_0 n(\lambda)}{\lambda n_0} \cos \theta\right) n_0 \right), \quad (2.40)$$

где $\lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega_0}$ — центральная длина волны лазерного импульса, $n_0 = n(\lambda_0)$ — показатель преломления на этой длине волны. Показатель преломления $n(\lambda)$ и групповая скорость v_g вычисляются по дисперсионной зависимости, описываемой формулой Селмейера.

В случае распада импульса на субимпульсы, каждый из которых является широкополосным источником, рассматривается интерференция излучения от двух точечных источников, двигающихся вдоль филамента с различными скоростями [179]. Для двух источников со скоростями v_1, v_2 и излучающими длинами l_1, l_2 результирующий частотно-угловой спектр имеет вид:

$$S_{interf}(\theta, \lambda) = \left| \sqrt{\zeta_{01}(\theta, \lambda)} l_1 \operatorname{sinc}\left(\frac{\Delta\varphi_1(\theta, \lambda)}{2}\right) e^{i\frac{\Delta\varphi_1(\theta, \lambda)}{2}} + \sqrt{\zeta_{02}(\theta, \lambda)} l_2 \operatorname{sinc}\left(\frac{\Delta\varphi_2(\theta, \lambda)}{2}\right) e^{i\frac{\Delta\varphi_2(\theta, \lambda)}{2}} \right|^2 \quad (2.41)$$

где $\zeta_{01,2}(\theta, \omega)$ — спектральная интенсивность каждого точечного источника. Сдвиг фазы $\Delta\varphi_{1,2}(\theta, \lambda)$ для каждого источника вычисляется по формуле (2.40), при $l = l_{1,2}$ и $v_g = v_{1,2}$, соответственно. Оценки групповых скоростей v_1, v_2 и длин излучающих областей в филаменте l_1, l_2 можно взять как из численного моделирования [171], так и из эксперимента [47].

При рефокусировке излучения в филаменте формируется последовательность соосных излучающих областей. Коническая эмиссия, формируемая цепочкой излучающих областей в филаменте, также рассчитывается с помощью интерференционной модели [94,171,179].

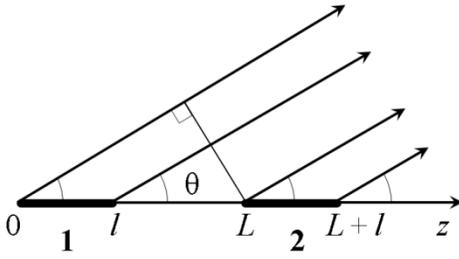


Рис. 2.5. Разности фаз между плоскими волнами, излучаемыми отдельными излучающими областями в филаменте при рефокусировке [171].

Для двух излучающих областей одинаковой длины, начальные точки которых сдвинутых на расстояние L друг от друга (рис. 2.5), частотно-угловое распределение результирующей спектральной интенсивности $S_{interf}^{\Sigma}(\theta, \lambda)$ определяется выражением:

$$S_{interf}^{\Sigma}(\theta, \lambda) = 4S_{interf}(\theta, \lambda) \cos^2\left(\frac{\Delta\varphi_{\Sigma}(\theta, \lambda)}{2}\right), \quad (2.42)$$

где $S_{interf}(\theta, \lambda)$ — спектральная интенсивность излучения конической эмиссии, формируемой каждой излучающей областью протяженностью l , определяемая по (2.38) или (2.41). Сдвиг фазы $\Delta\varphi_{\Sigma}(\theta, \lambda)$ для волн от отдельных излучающих областей в филаменте вычисляется по формуле

$$\Delta\varphi_{\Sigma}(\theta, \lambda) = \frac{2\pi L}{\lambda_0} \left(\left(1 - \frac{\lambda_0}{\lambda}\right) \frac{c_0}{v_g} - \left(1 - \frac{\lambda_0 n(\lambda)}{\lambda n_0} \cos \theta\right) n_0 \right). \quad (2.43)$$

При сравнении интерференционных спектров со спектрами суперконтинуума, полученными численно и экспериментально, также используется интегрированный по углу спектр, рассчитанный по интерференционной модели :

$$S_{interf}(\lambda) = \frac{1}{4\pi} \int \zeta_0(\theta, \lambda) l^2 \sin^2\left(\frac{\Delta\varphi(\theta, \lambda)}{2}\right) d\Omega, \quad (2.44)$$

где $\zeta_0(\theta, \lambda)$ — частотно-угловой спектр широкополосного точечного источника суперконтинуума, который перемещается с групповой скоростью импульса v_g в каждой из излучающих областей протяженностью l .

Материальную дисперсию среды воспроизводят групповая скорость v_g и зависимость $n(\lambda)$, которые вычисляются в соответствие с формулой Селмейера. Спектральная полоса $\zeta_0(\theta, \lambda)$ определяется фазовой самомодуляцией светового поля при самоукручении фронта импульса с центральной длиной волны λ_0 . Условие интерференционного максимума в частотно-угловом спектре $S_{interf}(\theta, \lambda)$ подобно условию фазового синхронизма, записанного для

трехволнового смещения [168]. В данной работе спектр $S_{interf}(\lambda)$ рассчитан по (2.38, 2.41, 2.42, 2.44) в предположении, что $\zeta_0(\theta, \lambda) = 1$. Несмотря на то, что при принятом предположении влияние ДГС проявляется только в набеге фазы спектральных компонент суперконтинуума различных длин волн λ , рассчитанные по интерференционной модели спектры $S_{interf}(\lambda)$ качественно совпадают со спектрами $S_{comp}(\lambda)$ и $S_{exp}^{ir}(\lambda)$, $S_{exp}^{vis}(\lambda)$ полученными численно и экспериментально.

ГЛАВА 3. ЧАСТОТНО-УГЛОВЫЕ СПЕКТРЫ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ В ПЛАВЛЕНОМ КВАРЦЕ

Представлены результаты исследования спектра излучения суперконтинуума при филаментации фемтосекундных импульсов на длинах волн, лежащих в области нормальной, нулевой и аномальной дисперсии в плавленом кварце. Материалы главы опубликованы в работах [П1,П2].

3.1 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ РЕГИСТРАЦИЯ ЧАСТОТНО-УГЛОВОГО СПЕКТРА СУПЕРКОНТИНУУМА

Экспериментальное исследование излучения суперконтинуума при филаментации фемтосекундных лазерных импульсов различных длин волн в плавленом кварце проводилось на спектроскопическом стенде в ЦКП Института спектроскопии РАН.

Источник фемтосекундного лазерного излучения состоит из перестраиваемого параметрического усилителя TOPAS, совмещенного с регенеративным усилителем Spitfire (Ti:S). На регенеративный усилитель подаются импульсы фемтосекундного генератора Tsunami (Ti:S) с непрерывным твердотельным лазером накачки Millenia V. Для накачки регенеративного усилителя используется твердотельный импульсный лазер Evolution X. На выходе параметрического усилителя TOPAS излучение имеет следующие параметры: длина волны 250 – 10000 нм (в зависимости от используемого преобразования) с длительностью спектрально ограниченных импульсов от 30 до 150 фс. Исследования проводились с импульсами: на длине волны $\lambda_0 = 800$ нм, длительностью $\tau_{FWHM} = 40$ фс (по половине высоты), с энергией $W = 1.4$ мкДж; на длине волны $\lambda_0 = 400$ нм - $\tau_{FWHM} = 90$ фс, $W = 1.1$ мкДж; $\lambda_0 = 1300$ нм - $\tau_{FWHM} = 80$ фс, $W = 4.15$ мкДж, $\lambda_0 = 1900$ нм - $\tau_{FWHM} = 80$ фс, $W = 12.5$ мкДж. Частота повторения импульсов 1 кГц. Спектральная ширина импульсов по половине высоты составляла ~ 20 нм. Для измерения энергии импульс зеркалом отводился на измеритель мощности. На выходе лазерной установки диаметр пучка составлял ~ 3 мм (FWHM).

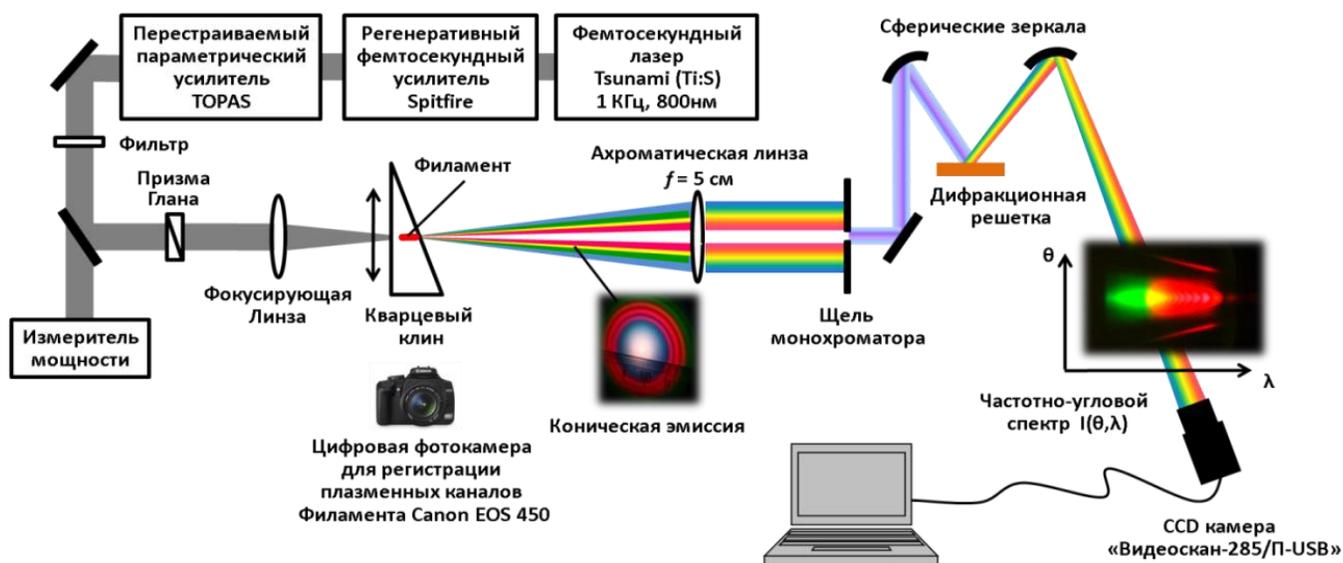


Рис.3.1 Схема экспериментальной установки.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 3.1. Фемтосекундные лазерные импульсы фокусировались тонкой (~ 0.5 мм) кварцевой линзой с фокусным расстоянием 50 см, диаметр пучка в перетяжке составлял ~ 100 мкм. В перетяжке пучка устанавливалась входная грань образца из плавленого кварца КУ-1. Таким образом, на вход в образец подавались спектрально ограниченные коллимированные лазерные импульсы. Образец представлял собой остроугольный кварцевый клин длиной 10 см и основанием 4 см, расположенный на подвижном столике. С помощью микрометрического винта осуществлялось перемещение клина в перпендикулярном направлении относительно оси распространения лазерного импульса, тем самым изменяя длину распространения излучения в нелинейной среде. До и после клина филаментация отсутствовала, т.к. критическая мощность самофокусировки в воздухе на 3 порядка больше, чем в кварце, и при рассматриваемых параметрах значительно превышает пиковую мощность импульсов. Таким образом, схема с образцом плавленого кварца в виде клина позволяла менять длину нелинейно-оптического взаимодействия излучения без изменения его параметров. Оптическая схема с перемещаемым образцом в виде остроугольного клина подобна схеме исследования параметров излучения в открытом пространстве с помощью измерительного стенда, перемещаемого вдоль филамента. Эксперименты проводились в режиме одного филамента. Необратимое изменение показателя преломления плавленого кварца предотвращалось путем регулярного смещения положения образца.

Через боковую грань кварцевого образца цифровой фотокамерой Canon EOS 450 регистрировались плазменные каналы филамента и излучение конической эмиссии (КЭ), рассеянное в образце. Рассеянное излучение КЭ наблюдалось в коротковолновой области

видимого спектра в виде тонких голубых нитей. Регистрация длинноволнового видимого излучения, возникающего при рекомбинации лазерной плазмы филамента, позволяла определять протяженность и расположение плазменных каналов и оценивать концентрацию электронов в них по яркости свечения каналов. Кроме того, светящиеся нити плазменных каналов давали информацию о расположении областей наиболее высокой интенсивности в филаменте и, следовательно, областей генерации СК. Изображение КЭ в дальней зоне наблюдалось на экране, установленном на расстоянии около 20 см от выходной грани образца, в плоскости, перпендикулярной направлению распространения излучения.

Для получения частотно-углового спектра конической эмиссии, развернутого на плоскости (угол расходимости θ - длина волны λ), использовались ахроматическая линза с фокусным расстоянием 5 см и монохроматор Solar - Ti MS2004, входная щель которого находилась в фокальной плоскости этой линзы. В результате, линзой осуществлялось Фурье-преобразование излучения по пространству (т.е. углам расходимости ставятся в соответствие координаты на плоскости, перпендикулярной направлению распространения излучения). После входной щели монохроматора осуществлялось Фурье-преобразование излучения по времени (т.е. происходит развертка излучения по длине волны) с помощью дифракционной решетки. Используемая схема позволяла наблюдать на белом экране, установленном на выходе монохроматора, распределение интенсивности спектральных компонент излучения после филаментации $S(\theta, \lambda)$, то есть его частотно-угловой спектр. Полученный спектр излучения регистрировался цифровой камерой «Видеоскан-285/П-USB». Спектральная чувствительность камеры $h(\lambda)$ представлена на рисунке 2.3.

Таким образом, на экспериментальном стенде были получены изображения плазменных каналов, зарегистрированные фотокамерой через боковую грань кварцевого клина, изображения конической эмиссии в дальней зоне и соответствующие им распределения спектральных компонент импульса на плоскости угол - длина волны. Все измерения выполнялись при усреднении по множеству импульсов при частоте их следования 1 КГц. При этом энергия импульсов поддерживалась с точностью $\sim 5\%$, что позволяло регистрировать изображение КЭ и частотно-угловых спектров с незначительным размытием. В режиме одного импульса уровень сигнала оказывался слишком слабым для надежной регистрации.

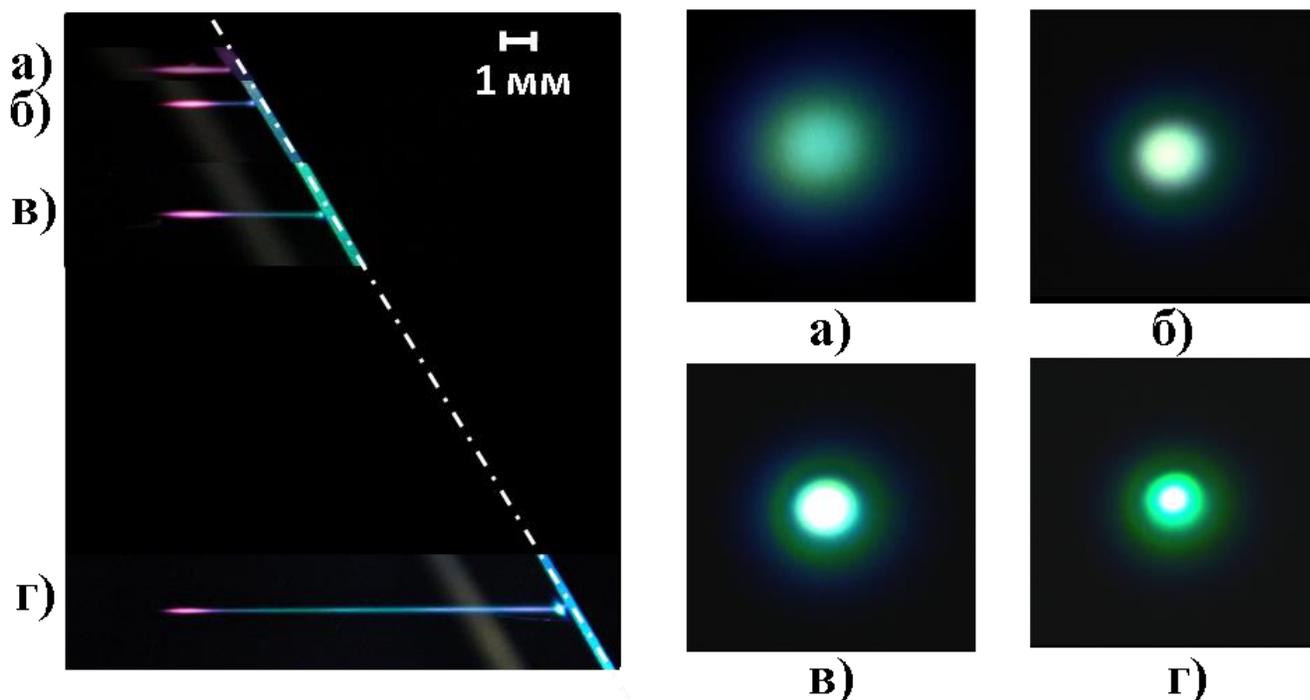


Рис. 3.2. Коническая эмиссия и плазменные каналы при филаментации импульсов на длине волны $\lambda_0 = 1900$ нм ($\tau_{\text{FWHM}} = 80$ фс, $W = 12.5$ мкДж). Изображения плазменного канала в филаменте (слева) и соответствующие изображения конической эмиссии в дальней зоне (справа), зарегистрированные при различных смещениях клиновидного образца плавленого кварца в направлении, перпендикулярном распространению импульса. Импульс распространяется слева направо. Изображения плазменных каналов (а-г), полученные при различных положениях клина, сведены для наглядности вместе на боковую поверхность клина, выходная грань которого нанесена белой штриховой линией. а) изображение соответствует области излучения в филаменте, ограниченной выходной гранью клина; б) – непрерывной области излучения в протяженном филаменте без рефокусировки импульса, в) – такой же излучающей области как в случае б), но отодвинутой от выходной грани клина; г) – условию рефокусировки, при котором излучают две соосные области в филаменте, одна из которых находится непосредственно у выходной грани клина. Видно, как с увеличением протяженности излучающей области и их числа в филаменте меняется изображение спектра конической эмиссии (а-г).

В качестве примера на рис. 3.2 слева приведены фотографии плазменных каналов и рассеянного излучения КЭ в образце при филаментации в плавленом кварце импульсов на длине волны $\lambda_0 = 1900$ нм, длительностью $\tau_{\text{FWHM}} = 80$ фс, энергия импульсов $W = 12.5$ мкДж. Изображения плазменных каналов (а-г), полученные при различных положениях клина, сведены для наглядности вместе на боковую поверхность клина, выходная грань которого нанесена белой штриховой линией. Справа на рис. 3.2 даны фотографии изображения КЭ, полученные в дальней зоне для положений клина а)-г). Так как параметры излучения фиксированы, расстояние от входной грани до старта филамента остается неизменным при движении клина в плоскости, перпендикулярной направлению распространения излучения. Видно розовое свечение при рекомбинации плазмы и тонкие голубые нити рассеянного излучения суперконтинуума, которое генерируется в области высокой интенсивности в

филаменте, то есть в области плазменного канала, и распространяется с некоторой угловой расходимостью вместе с импульсом. На рис. 3.2 слева в случаях а)-в) существует одна излучающая область, которая при смещении клина оказывается все дальше от его выходной наклонной грани и, следовательно, расстояние до старта филамента остается неизменным. На рис. 3.2 г) слева видно, что у выходной грани появляется вторая область высокой концентрации электронов и, следовательно, область излучения суперконтинуума, которая возникла при рефокусировке излучения в филаменте [88]. Из фотографий справа на рис. 3.2 следует, что в положении клина а)-в), при которых в филаменте существует одна область генерации, изображения КЭ имеют одинаковые непрерывные радужные кольца с непрерывно меняющейся окраской. С уменьшением длины волны угловая расходимость излучения КЭ возрастает. В положении клина (рис. 3.2 г) возникает рефокусировка и появляется вторая область с высокой интенсивностью излучения, где генерируется суперконтинуум. КЭ в этом случае (рис. 3.2 г) приобретает вид дискретных колец, разделенных четко регистрируемыми минимумами.

Частотно-угловые спектры $S_{exp}(\theta, \lambda)$ и соответствующие изображения КЭ и плазменных каналов, регистрируемые в эксперименте, приведены на рис. 3.3 для филаментации импульсов на длине волны $\lambda_0 = 800$ нм, длительностью $\tau_{FWHM} = 40$ фс, энергией $W = 1.4$ мкДж. Слева направо представлены:

- изображения плазменных каналов (импульс распространяется слева направо; белая наклонная черта - выходная грань клина);
- экспериментально зарегистрированные частотно-угловые спектры конической эмиссии $S_{exp}(\theta, \lambda)$;
- соответствующее изображение конической эмиссии в дальней зоне.

Строка (а) соответствует положению клина до рефокусировки, строка (б) - после рефокусировки излучения. Калибровка шкалы длин волн при регистрации частотно-угловых спектров осуществлялась с помощью набора фильтров для длин волн от 400 до 1100 нм, с шириной полосы пропускания 10 нм.

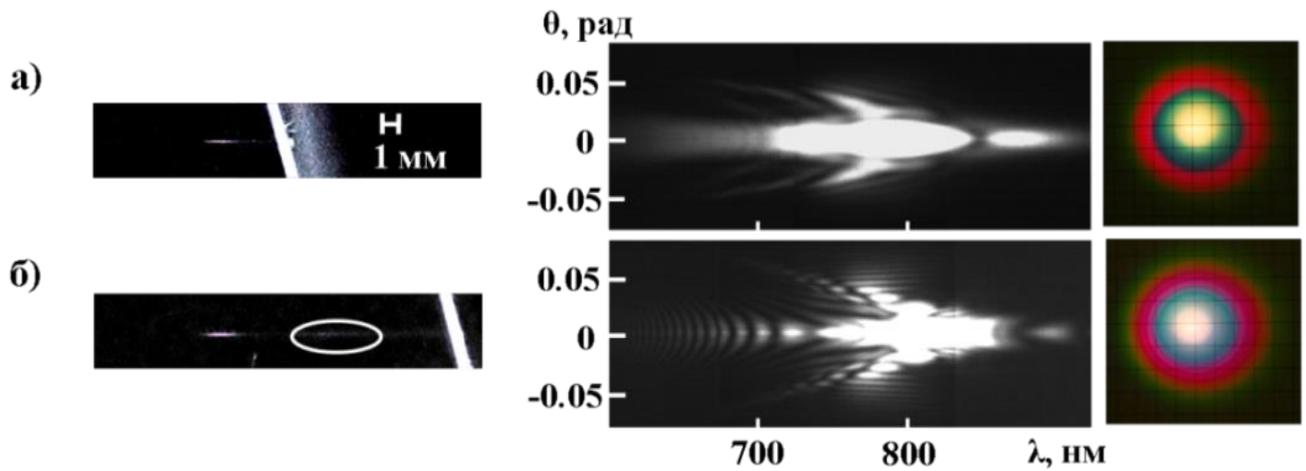


Рис. 3.3. Слева направо: изображение плазменных каналов филамента, экспериментально полученный частотно-угловой спектр конической эмиссии $S_{exp}(\theta, \lambda)$, фотография колец конической эмиссии суперконтинуума в дальней зоне при филаментации импульсов на длине волны $\lambda_0 = 800$ нм, $\tau_{FWHM} = 40$ фс, $W = 1.4$ мкДж. а) до рефокусировки ; б) после рефокусировки

3.2 ЧИСЛЕННЫЕ ЧАСТОТНО-УГЛОВЫЕ СПЕКТРЫ СУПЕРКОНТИНУУМА В ФОРМАТЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Частотно-угловой спектр 800-нм импульса $S_{num}(\theta, \lambda)$ при фемтосекундной филаментации в плавленном кварце, имеет вид суперпозиции, так называемых, X- и “Fish”-образных форм. X-образная форма спектра образуется в условиях нормальной ДГС, “Fish”-образная форма - в условиях нулевой ДГС [171,179]. При филаментации излучения на длине волны $\lambda_0 = 800\text{нм}$, начальный импульс в условиях нормальной ДГС распадается на субимпульсы. Спектр “быстрого” субимпульса смещен в красную область относительно центральной длины волны и, приближаясь к области нулевой ДГС, имеет “Fish”-образную форму. Спектр “медленного” субимпульса смещен в синюю область и имеет X-форму, характерную для нормальной ДГС. В результате, суммарный частотно-угловой спектр является суперпозицией X- и “Fish”- форм. В численном моделировании определяется частотно-угловой спектр $S_{num}(\theta, \lambda)$ в широкой полосе длин волн. Тогда как из-за ограничений на спектральный диапазон в системе регистрации, экспериментально мы наблюдаем только спектры СК в видимой полосе длин волн. Для сравнения экспериментальных и численных результатов спектры, полученные численно, необходимо представить в формате экспериментальных измерений.

В качестве примера рассмотрим обработку численного частотно-углового спектра суперконтинуума $S_{sim}(\theta, \lambda)$ при филаментации 800-нм импульса в плавленном кварце. Спектр, представленный в формате лабораторного эксперимента $S_{sim}(\theta, \lambda)$ на рис.3.4 г, получен из полного спектра следующим образом. Из найденного при численном моделировании спектр $S_{num}(\theta, \lambda)$ (рис 3.4 ж) выделен на оси длин волн диапазон, регистрируемый спектрометром (рис. 3.4 е), и затем преобразован по (2.30), то есть выделенный частотно-угловой спектр умножен на спектральную чувствительность ПЗС-матрицы (рис. 3.4 д). Этапы такой обработки численного спектра показаны на рис. 3.4 в направлении широкой стрелки¹. Численный спектр $S_{sim}(\theta, \lambda)$ в формате эксперимента (рис. 3.4 г) близок к зарегистрированному на установке (рис. 3.4 б). Здесь узкий хвост принадлежит X-форме, а широкие крылья — “Fish”-форме.

¹ Аналогичное преобразование применяется для получения в формате эксперимента аналитических частотно-угловых спектров $S_{interf}(\theta, \lambda)$, рассчитанных с помощью интерференционной модели (2.38) в широком диапазоне длин волн.

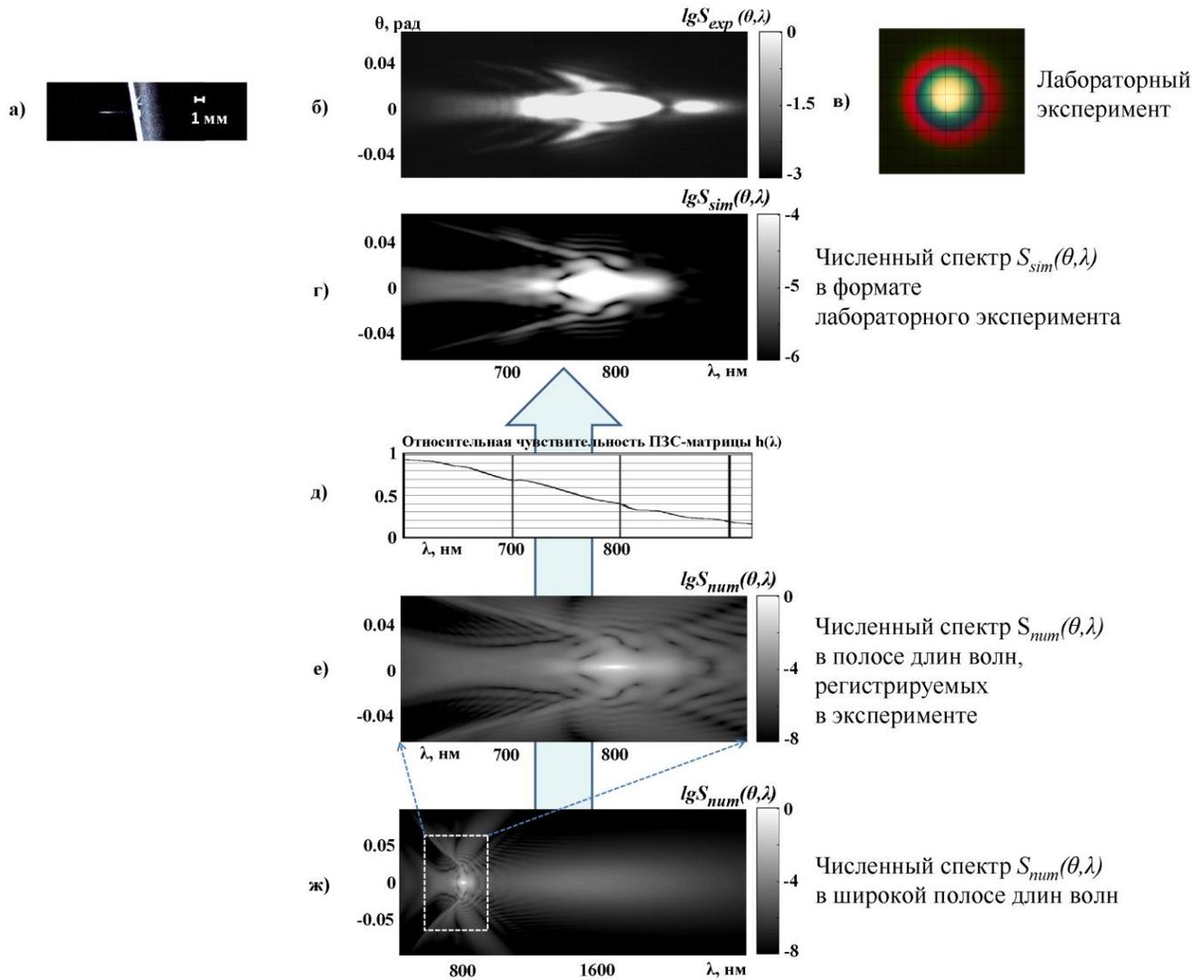


Рис. 3.4. Частотно-угловой спектр импульса на длине волны $\lambda_0 = 800$ нм в плавленом кварце до рефокусировки. Длительность излучения на входе в среду $\tau_0 = 40$ фс, энергия $W = 1.4$ мкДж.

- а) Фотография плазменного канала филамента в образце. Размытая белая наклонная полоса- выходная грань клина;
- б) Экспериментально полученный частотно-угловой спектр конической эмиссии $S_{exp}(\theta, \lambda)$;
- в) Фотография колец конической эмиссии суперконтинуума в дальней зоне;
- г) Численно полученный с учетом спектральной чувствительности и динамического диапазона ПЗС-матрицы частотно-угловой спектр конической эмиссии в логарифмическом масштабе $S_{sim}(\theta, \lambda)$;
- д) Относительная спектральная чувствительности ПЗС-матрицы $h(\lambda)$;
- е) Численно полученный частотно-угловой спектр конической эмиссии в логарифмическом масштабе $S_{num}(\theta, \lambda)$ в диапазоне длин волн, регистрируемых в эксперименте;
- ж) Численно полученный полный частотно-угловой спектр конической эмиссии в логарифмическом масштабе $S_{num}(\theta, \lambda)$;

Частотно-угловой спектр импульса с центральной длиной волны $\lambda_0 = 1300$ нм в широкой полосе длин волн $S_{num}(\theta, \lambda)$ (рис. 3.5 е) при филаментации в плавленом кварце имеет, так называемую, “Fish”-образную форму. Однако полный спектр импульса не уместается в область длин волн регистрируемых CCD-камерой, и экспериментально наблюдается только видимая область спектра “Fish”-формы, который на рис. 3.5 е выделен пунктиром. Спектр $S_{sim}(\theta, \lambda)$, представленный на рис.3.5 г, получен из полного численного спектра (рис 3.5 е), выделением на оси длин волн диапазона, регистрируемого спектрометром (рис. 3.5 д) и преобразованием (2.30).

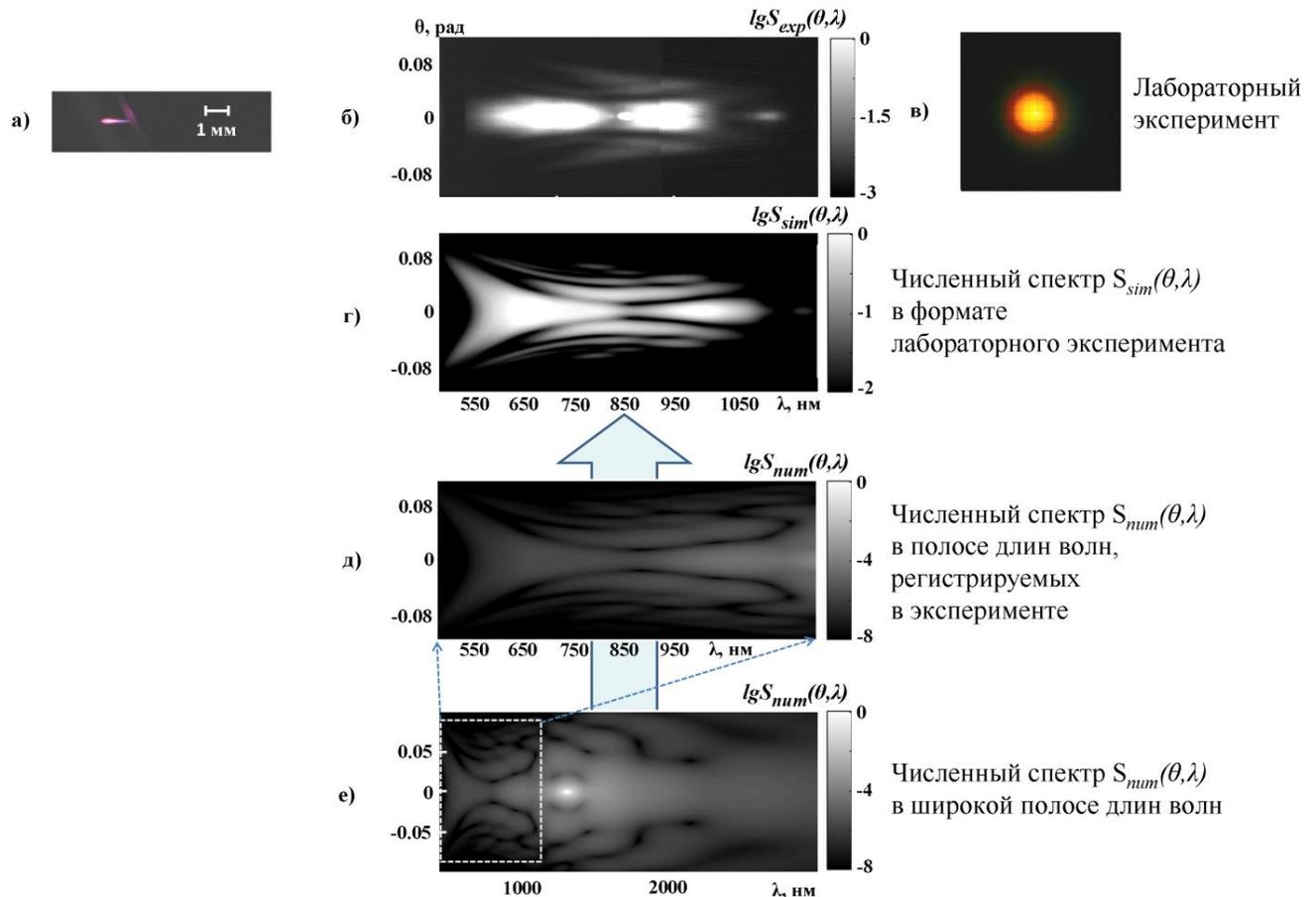


Рис. 3.5. Частотно-угловой спектр импульса на длине волны $\lambda_0 = 1300$ нм до рефокусировки. Длительность излучения на входе в среду $\tau_0 = 80$ фс, энергия $W = 4.15$ мкДж.

- а) Фотография плазменного канала филамента в образце. Размытая наклонная полоса- выходная грань клина;
- б) Экспериментально полученный частотно-угловой спектр конической эмиссии $S_{exp}(\theta, \lambda)$;
- в) Фотография колец конической эмиссии суперконтинуума;
- г) Численно полученный с учетом спектральной чувствительности и динамического диапазона ПЗС-матрицы частотно-угловой спектр конической эмиссии в логарифмическом масштабе $S_{sim}(\theta, \lambda)$;
- д) Численно полученный частотно-угловой спектр конической эмиссии в логарифмическом масштабе $S_{num}(\theta, \lambda)$. Выделен регистрируемый в эксперименте диапазон длин волн;
- е) Численно полученный полный частотно-угловой спектр конической эмиссии в логарифмическом масштабе $S_{num}(\theta, \lambda)$.

Частотно-угловой спектр импульса с центральной длиной волны $\lambda_0 = 1900$ нм в широком диапазоне длин волн $S_{num}(\theta, \lambda)$ (рис. 3.6 е) при филаментации в плавленом кварце имеет, так называемую, О-образную форму. Спектр $S_{sim}(\theta, \lambda)$, представленный на рис.3.6 г, получен из рассчитанного численно спектра на рис.3.6 е выделением на оси длин волн диапазона, регистрируемого спектрометром (рис. 3.6 д) и преобразованием (2.30). Так как собственно О-форма спектра импульса лежит вне области длин волн, регистрируемых CCD-камерой, в эксперименте мы наблюдаем только коротковолновый "хвост" спектра в видимом диапазоне длин волн. Угловая расходимость компонент конической эмиссии, полученные экспериментально и численно, качественно близки в окрестности 550 нм.

Ранее экспериментальная регистрация центральной части О-образной формы спектра в узком диапазоне длин волн от 1000 до 1100 нм была представлена авторами работы [180] при филаментации в условиях аномальной дисперсии воды импульсов на длине волны $\lambda_0 = 1055$ нм, длительностью $\tau_0 = 1$ пс, энергией $W = 14.5$ мкДж. Одновременно с исследованиями нашей группы, частотно-угловой спектр суперконтинуума в широкой полосе длин волн от 450 нм до 4500 нм был зарегистрирован авторами работы [181] при филаментации в образце алюмоиттриевого граната (YAG) импульсов на длине волны $\lambda_0 = 3.1$ мкм, длительностью $\tau_0 = 85$ фс, энергией $W = 6.9$ мкДж.

Анализ частотно-угловых спектров в формате эксперимента, измеренных $S_{exp}(\theta, \lambda)$, полученных численно $S_{sim}(\theta, \lambda)$ и найденных аналитически $S_{interf}(\theta, \lambda)$ на основе интерференционной модели, приведен ниже для фемтосекундного излучения различных длин волн.

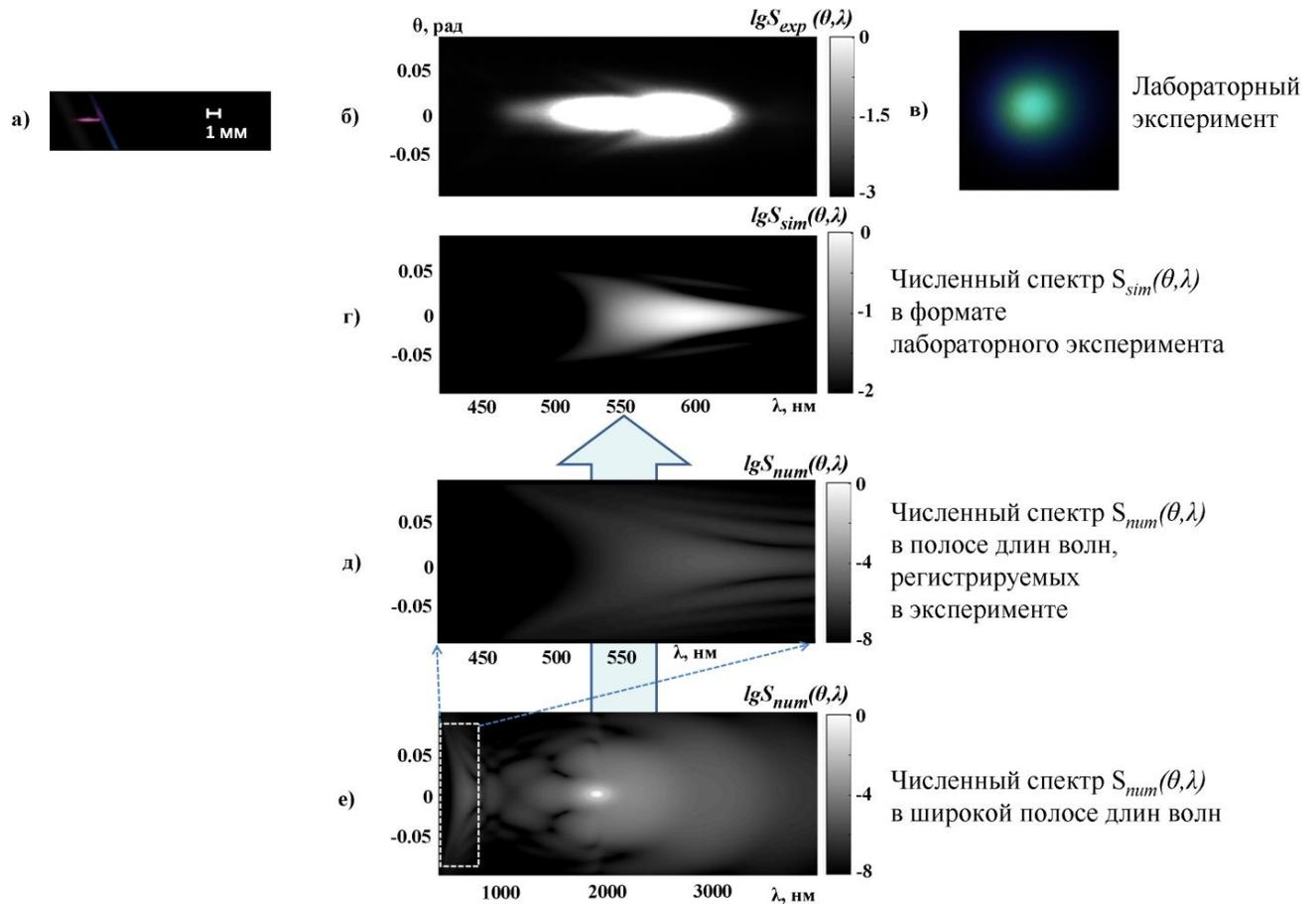


Рис. 3.6. Частотно-угловой спектр импульса на длине волны $\lambda_0 = 1900$ нм до рефокусировки. Длительность излучения на входе в среду $\tau_0 = 80$ фс, энергия $W = 12.5$ мкДж.

а) Фотография плазменного канала филамента в образце. Размытая наклонная полоса- выходная грань клина;

б) Экспериментально полученный частотно-угловой спектр конической эмиссии $S_{exp}(\theta, \lambda)$;

в) Фотография колец конической эмиссии суперконтинуума;

г) Численно полученный с учетом спектральной чувствительности и динамического диапазона ПЗС-матрицы частотно-угловой спектр конической эмиссии в логарифмическом масштабе $S_{sim}(\theta, \lambda)$;

д) Численно полученный частотно-угловой спектр конической эмиссии в логарифмическом масштабе $S_{num}(\theta, \lambda)$. Выделен регистрируемый в эксперименте диапазон длин волн;

е) Численно полученный полный частотно-угловой спектр конической эмиссии в логарифмическом масштабе $S_{num}(\theta, \lambda)$.

3.3 ЧАСТОТНО-УГЛОВОЙ СПЕКТР СУПЕРКОНТИНУУМА ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ В УСЛОВИЯХ НОРМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИИ ГРУППОВОЙ СКОРОСТИ

3.3.1 ДЛИНА ВОЛНЫ ИЗЛУЧЕНИЯ 800 НМ

В лабораторном эксперименте на стенде ЦКП ИС РАН использовались импульсы с параметрами: длина волны $\lambda_0 = 800$ нм длительность импульсов $\tau_{FWHM} = 40$ фс, радиус в перетяжке $a_0 = 70$ мкм по уровню e^{-1} , энергия импульсов $W = 1.4$ мкДж, что соответствует пиковой мощности $P_0 \approx 10P_{cr}$. Старт филамента при рассматриваемых параметрах излучения происходит на расстоянии $z_f = 1$ см от входной грани клиновидного образца. Когда длина излучающей области филамента $l \approx 1.5$ мм (рис.3.7 а), коническая эмиссия на экране представляет собой белое пятно, окруженное непрерывными радужными кольцами, цвет которых монотонно сдвигается в фиолетовую область с увеличением радиуса кольца (рис. 3.7 б).

На экспериментально полученном распределении спектральных компонент интенсивности на плоскости «угол расходимости-длина волны» $S_{exp}(\theta, \lambda)$ видно, что филаментация вызвала сверхуширение спектра импульса (рис. 3.7 д). Его спектральная полоса увеличилась до 150 нм по уровню e^{-1} при начальной ширине 20 нм. В дальней зоне сформировалось непрерывно расходящееся по углу излучение конической эмиссии, которое имеет вид радужных колец на рис 3.7 б. При этом, радиус колец увеличивается с уменьшением длины волны широкополосного излучения. Как в экспериментальном спектре $S_{exp}(\theta, \lambda)$, так и в численном $S_{sim}(\theta, \lambda)$ и аналитическом $S_{interf}(\theta, \lambda)$, расходящееся излучение КЭ имеет вид "крыльев" на плоскости «угол - длина волны» (рис. 3.7 д,ж,и). При этом, слабо видна тонкая структура спектра в виде локальных максимумов по углу, которая возникает при интерференции излучения протяженного источника в филаменте конечной длины.

Далее, перемещением кварцевого клина в плоскости, перпендикулярной направлению распространения излучения, увеличивалась длина нелинейно-оптического взаимодействия лазерного излучения в образце. При прохождении излучения расстояния, достаточного для его рефокусировки, формировалась цепочка из двух последовательных плазменных каналов

(рис. 3.7 в). При этом расстояние от входной грани клина до старта филамента оставалось неизменным.

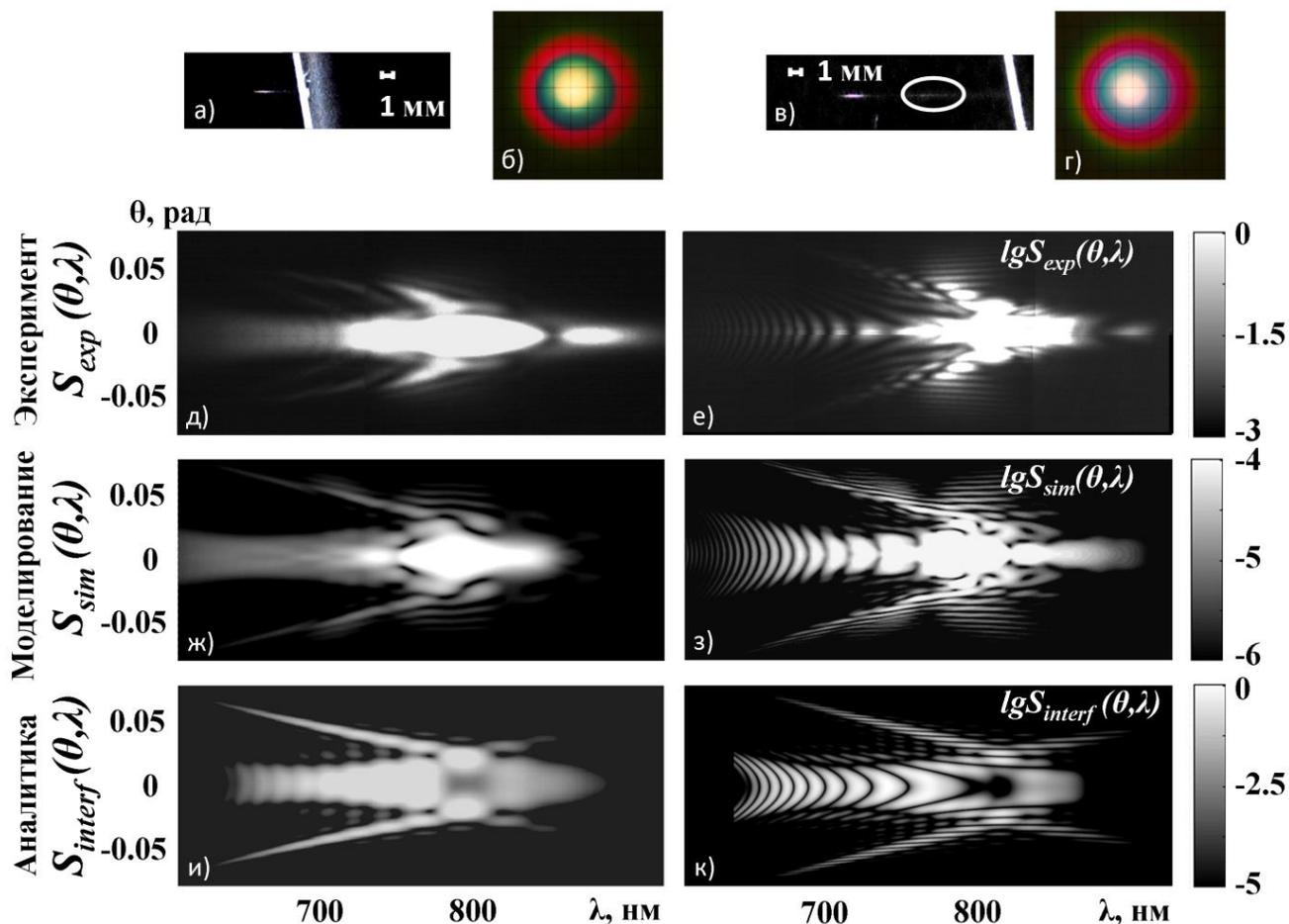


Рис. 3.7. Частотно-угловой спектр импульса на длине волны $\lambda_0 = 800$ нм до (левая колонка) и после (правая колонка) рефокусировки.

а), в) фотографии плазменного канала филамента в образце. Размытая белая наклонная полоса - входная грань клина;

б), г) фотографии колец конической эмиссии суперконтинуума;

д), е) экспериментально полученные частотно-угловые спектры конической эмиссии $S_{exp}(\theta, \lambda)$;

ж), з) численно полученные частотно-угловые спектры конической эмиссии в логарифмическом масштабе $S_{sim}(\theta, \lambda)$ с учетом спектральной чувствительности и динамического диапазона ПЗС-матрицы;

и), к) аналитически рассчитанные частотно-угловые спектры конической эмиссии в логарифмическом масштабе $S_{interf}(\theta, \lambda)$ с учетом спектральной чувствительности и динамического диапазона ПЗС-матрицы.

На экспериментально полученном распределении спектральных компонент излучения $S_{exp}(\theta, \lambda)$ (рис. 3.7 е) видно появление модуляции как по длине волны, так и по углу. Модуляция расходящегося по углу излучения соответствует распаду ранее непрерывных колец конической

эмиссии (рис. 3.7 б) на дискретные кольца, разделенные четкими интерференционными минимумами (рис. 3.7 г). Более детально, появившаяся в результате рефокусировки, модуляция видна на полученном численно и преобразованном по (2.30) частотно-угловом спектре $S_{sim}(\theta, \lambda)$ (рис 3.7 з). Модуляция частотно-углового спектра суперконтинуума обусловлена интерференцией излучения от двух соосных излучающих областей, что подтверждает изображение аналитически рассчитанного в рамках интерференционной модели (2.42) частотно-углового спектра $S_{interf}(\theta, \lambda)$ (рис. 3.7 к).

Из рисунка 3.7 видно хорошее согласие спектров, полученных в лабораторном и численном экспериментах, и при аналитическом расчете, что является подтверждением выводов, сформулированных при физическом анализе результатов математического моделирования.

3.3.2 ИЗЛУЧЕНИЕ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 400 НМ

Для более детального анализа формы частотно-угловых спектров суперконтинуума при филаментации излучения в условиях нормальной ДГС исследованы импульсы на длине волны $\lambda_0 = 400$ нм. Эксперименты проводились с излучением длительностью $\tau_{FWHM} = 90$ фс, с радиусом $a_0 = 50$ мкм и энергией $W = 1.1$ мкДж.

При одной протяженной излучающей области в филаменте частотно-угловой спектр импульса значительно уширяется, формируется непрерывное по углу излучение конической эмиссии (рис. 3.8 а). Частотно-угловой спектр суперконтинуума при филаментации импульса на длине волны $\lambda_0 = 400$ нм, которая лежит в области нормальной ДГС далеко от области нулевой ДГС, представляет собой ярко выраженную суперпозицию двух X-образных форм (рис. 3.8 в,д). Каждая X-форма соответствует одному из субимпульсов, на которые распадается импульс в процессе филаментации в условиях нормальной ДГС [171,179].

При прохождении расстояния, достаточного для рефокусировки излучения, формировалась цепочка из двух последовательных излучающих областей. Регистрация плазменных каналов при филаментации импульсов на длинах волн видимого диапазона с помощью фотокамеры затруднена из-за рассеяния этого излучения в кварце, так как интенсивность рассеянного излучения оказывается выше, чем инфракрасное свечение плазменных каналов. Согласно результатам численного расчета, расщепление колец конической эмиссии однозначно связано с возникновением второй соосной излучающей области и является результатом интерференции излучения от двух последовательно

расположенных излучающих областей. Поэтому появление второй излучающей области в филаменте при увеличении протяженности области взаимодействия излучения с кварцем надежно определяется по появлению в спектре импульса $S_{exp}(\theta, \lambda)$ характерной модуляции (рис. 3.8 б), обусловленной интерференцией излучения от двух соосных излучающих областей филамента.

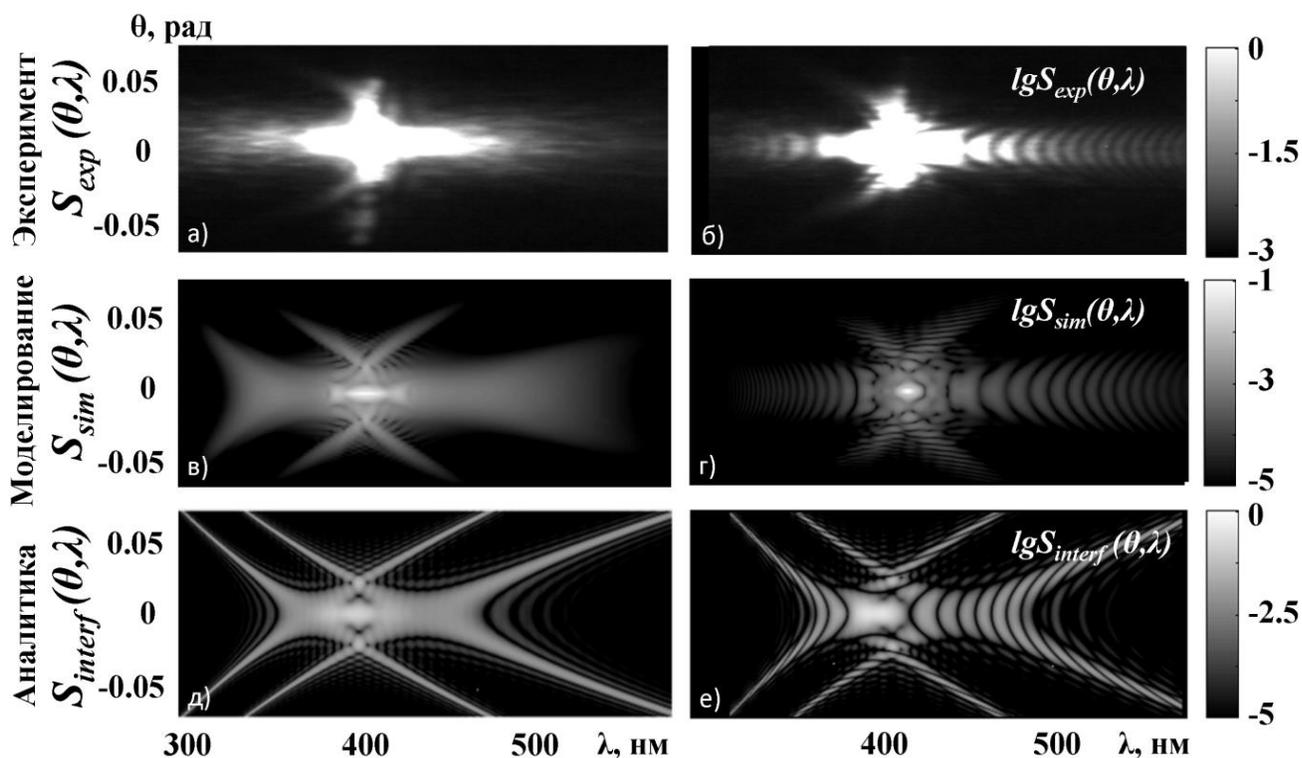


Рис. 3.8. Частотно-угловой спектр импульса на длине волны 400 нм до и после рефокусировки. Левая колонка - до рефокусировки, правая колонка - после рефокусировки.

а), б) экспериментально полученные частотно-угловые спектры конической эмиссии $S_{exp}(\theta, \lambda)$;

в), г) численно полученный частотно-угловой спектр конической эмиссии в логарифмическом масштабе $S_{sim}(\theta, \lambda)$. S_0 — нормировочная постоянная.

д), е) аналитический спектр рассчитанный в рамках интерференционной модели $S_{interf}(\theta, \lambda)$.

По экспериментальным $S_{exp}(\theta, \lambda)$, численным $S_{sim}(\theta, \lambda)$ и аналитическим $S_{interf}(\theta, \lambda)$ частотно-угловым спектрам видно, что ранее непрерывное по углу излучение конической эмиссии разбивается на дискретные кольца, радиус которых, увеличивается с увеличением сдвига длины волны в антистоксову область (рис 3.8 правая колонка).

3.4 ЧАСТОТНО-УГЛОВОЙ СПЕКТР СУПЕРКОНТИНУУМА ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ В УСЛОВИЯХ НУЛЕВОЙ ДИСПЕРСИИ ГРУППОВОЙ СКОРОСТИ

На длине волны $\lambda_0 = 1300$ нм эксперименты проводились с импульсами, длительность которых $\tau_{\text{FWHM}} = 80$ фс, радиус в перетяжке $a_0 = 70$ мкм, энергия $W = 4.15$ мкДж.

Старт филамента при рассматриваемых параметрах излучения происходит на расстоянии $z_f = 7$ мм от входной грани клина. Когда протяженность излучающей области филамента $l \approx 1$ мм (рис. 3.9 а), коническая эмиссия на экране, как и для импульса на длине волны 800 нм, представляет собой белое пятно суперконтинуума, окруженное непрерывными радужными кольцами, цвет которых монотонно сдвигается в фиолетовую область с увеличением радиуса кольца (рис. 3.9 б). На экспериментально полученном распределении спектральных компонент $S_{\text{exp}}(\theta, \lambda)$ видно, что спектр импульса сильно уширился (рис. 3.9 д), сформировалось непрерывно расходящееся по углу излучение конической эмиссии, соответствующее радужным кольцам на рис 3.9 б. При этом, как на экспериментальном $S_{\text{exp}}(\theta, \lambda)$ (рис. 3.9 д), так и на численном $S_{\text{sim}}(\theta, \lambda)$ (рис. 3.9 ж) и аналитическом $S_{\text{interf}}(\theta, \lambda)$ (рис. 3.9 и) частотно-угловых спектрах видна тонкая структура углового расщепления спектра, возникшая при интерференции излучения протяженного источника в филаменте.

При увеличении протяженности области взаимодействия излучения с веществом, на расстоянии около 1.3 мм от первого плазменного канала, образуется второй, протяженностью около 1 мм (рис. 3.8 в). Спектр $S_{\text{exp}}(\theta, \lambda)$ приобретает модуляцию (рис. 3.8 е), ответственную за разбиение конической эмиссии на дискретные кольца (рис. 3.9 г), и обусловленную интерференцией от двух соосных излучающих областей. Видно, что структуры спектров, полученных численно $S_{\text{sim}}(\theta, \lambda)$ и экспериментально $S_{\text{exp}}(\theta, \lambda)$, совпадают со структурой интерференционного спектра $S_{\text{interf}}(\theta, \lambda)$, полученного аналитически (рис. 3.8 е,з,к).

Таким образом, для импульсов с длиной волны $\lambda_0 = 1300$ нм, лежащей в области нулевой ДГС в кварце, появление модуляции в частотно-угловом спектре конической эмиссии после рефокусировки происходит аналогично появлению модуляции в частотно-угловом спектре конической эмиссии после рефокусировки импульсов с длинами волн, лежащими в области нормальной ДГС.

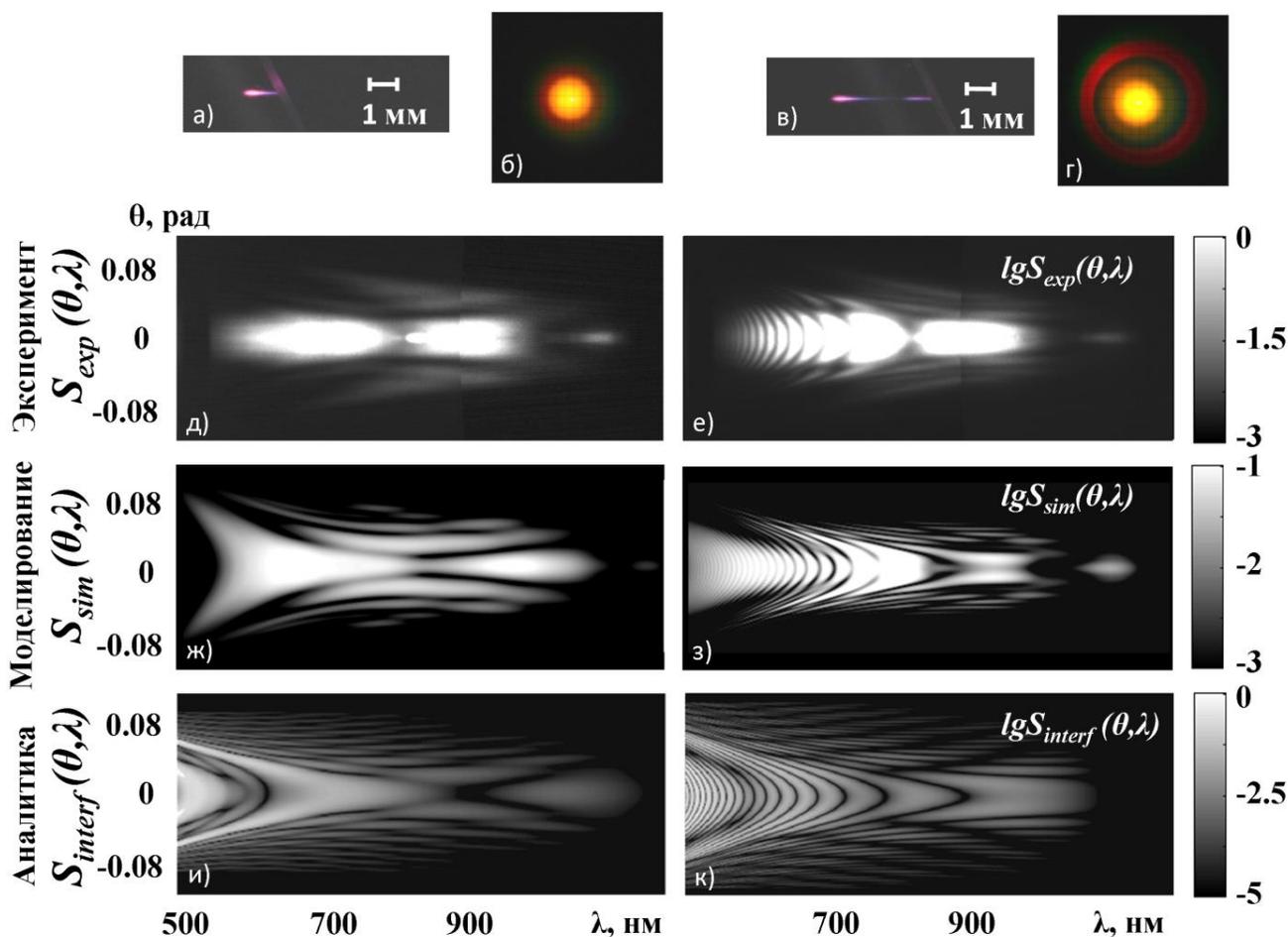


Рис. 3.9. Частотно-угловой спектр импульса на длине волны 1300 нм до (левая колонка) и после (правая колонка) рефокусировки.

а), в) фотографии плазменного канала филамента в образце. Размытая серая наклонная полоса- входная грань клина.

б), г) фотографии колец конической эмиссии суперконтинуума

д), е) экспериментально полученные частотно-угловые спектры конической эмиссии $S_{exp}(\theta, \lambda)$;

ж), з) численно полученные частотно-угловые спектры конической эмиссии в логарифмическом масштабе $S_{sim}(\theta, \lambda)$ с учетом спектральной чувствительности и динамического диапазона ПЗС-матрицы;

и), к) аналитически рассчитанные частотно-угловые спектры конической эмиссии в логарифмическом масштабе $S_{interf}(\theta, \lambda)$ с учетом спектральной чувствительности и динамического диапазона ПЗС-матрицы.

3.5 ЧАСТОТНО-УГЛОВОЙ СПЕКТР СУПЕРКОНТИНУУМА ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ В УСЛОВИЯХ АНОМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИИ ГРУППОВОЙ СКОРОСТИ

На длине волны $\lambda_0 = 1900$ нм эксперименты проводились с импульсами, длительность которых $\tau_{FWHM} = 80$ фс, радиус в перетяжке $a_0 = 80$ мкм, энергия $W = 12.5$ мкДж. Старт филамента при рассматриваемых параметрах импульсов происходит на расстоянии $z_f = 15$ мм от входной грани клина. Когда длина излучающей области филамента $l \approx 1.5$ мм (рис. 3.10 а), излучение суперконтинуума в дальней зоне на экране представляет собой белое пятно, окруженное непрерывными зелено-синими кольцами, цвет которых монотонно сдвигается в фиолетовую область с увеличением радиуса кольца (рис. 3.10 б). На экспериментально полученном распределении интенсивности спектральных компонент на плоскости «угол-длина волны» $S_{exp}(\theta, \lambda)$ (рис. 3.10 д) видно, что спектр импульса, центральная длина волны которого 1900 нм, уширился таким образом, что в нем имеется область с относительно высокой интенсивностью спектральных компонент в видимой полосе длин волн от 400 до 700 нм, соответствующая излучению конической эмиссии (рис. 3.10 б). Численный $S_{sim}(\theta, \lambda)$ и аналитический $S_{interf}(\theta, \lambda)$ спектры в формате эксперимента приведены на рис. 3.10 ж,и.

При увеличении протяженности области взаимодействия излучения с веществом, на расстоянии около 9 мм от первого плазменного канала, образуется второй, протяженностью около 1 мм (рис. 3.10 в), спектр $S_{exp}(\theta, \lambda)$ приобретает модуляцию (рис. 3.10 е), ответственную за разбиение конической эмиссии на дискретные кольца (рис. 3.10 г) и обусловленную интерференцией от двух соосных излучающих областей. Более отчетливо данная модуляция представлена на численном $S_{sim}(\theta, \lambda)$ и аналитическом $S_{interf}(\theta, \lambda)$ спектрах суперконтинуума (рис. 3.10 з,к).

Таким образом, для импульсов с длиной волны $\lambda_0 = 1900$ нм, лежащей в области аномальной ДГС в кварце, появление модуляции в частотно-угловом спектре в видимой полосе конической эмиссии после рефокусировки происходит аналогично появлению модуляции в частотно-угловом спектре конической эмиссии после рефокусировки при филаментации в кварце импульсов с длинами волн, лежащими в области нормальной и нулевой ДГС.

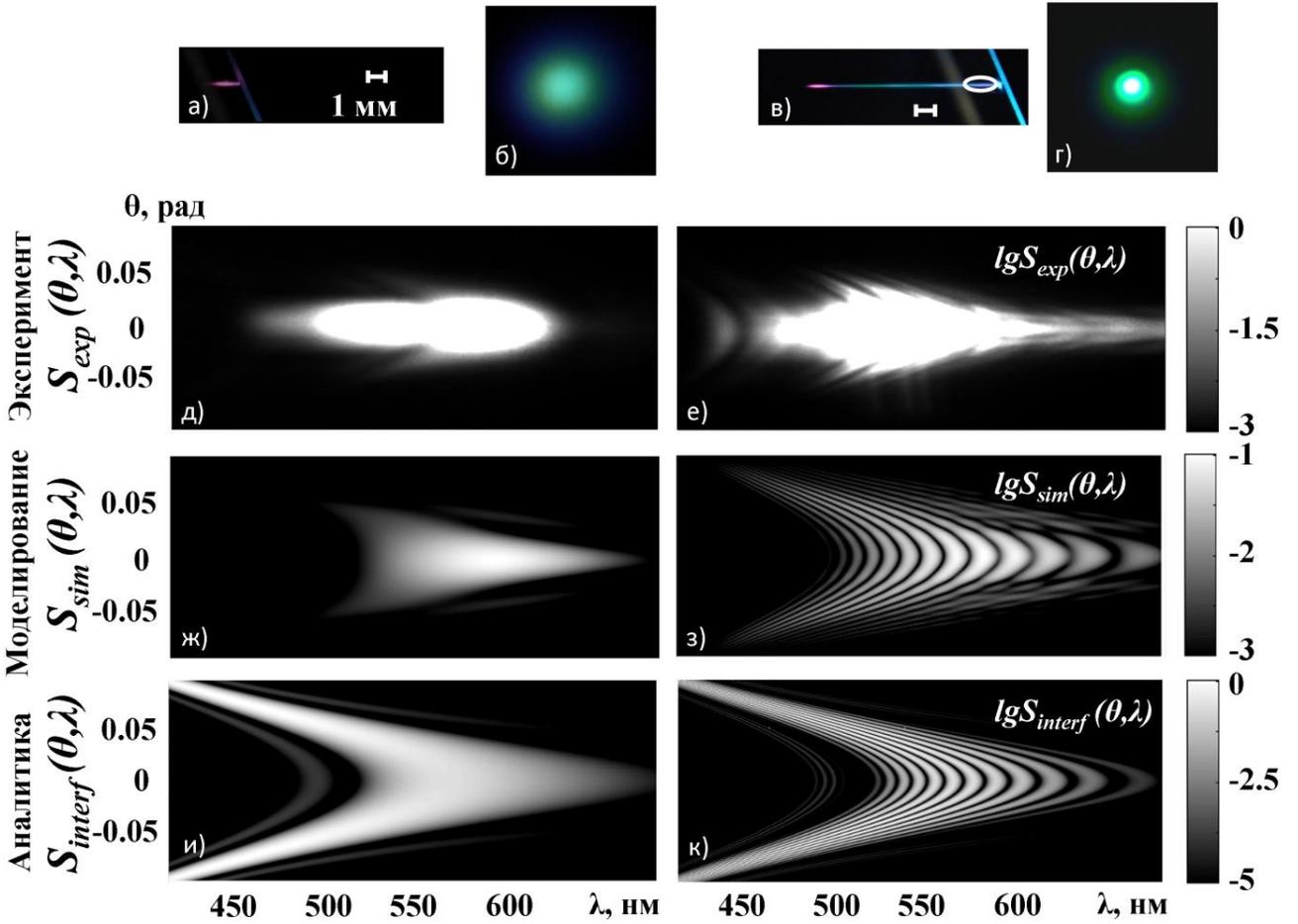


Рис. 3.10. Частотно-угловой спектр импульса на длине волны 1900 нм до (левая колонка) и после (правая колонка) рефокусировки.

а), в) фотографии плазменного канала филамента в образце. Размытая серая наклонная полоса- входная грань клина.

б), г) фотографии колец конической эмиссии суперконтинуума

д), е) экспериментально полученные частотно-угловые спектры конической эмиссии $S_{exp}(\theta, \lambda)$;

ж), з) численно полученные частотно-угловые спектры конической эмиссии в логарифмическом масштабе $S_{sim}(\theta, \lambda)$ с учетом спектральной чувствительности и динамического диапазона ПЗС-матрицы;

и), к) аналитически рассчитанные частотно-угловые спектры конической эмиссии в логарифмическом масштабе $S_{interf}(\theta, \lambda)$ с учетом спектральной чувствительности и динамического диапазона ПЗС-матрицы

3.6 ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ

На основании комплексных исследований, выполненных экспериментально, численно и аналитически, установлено, что закономерности формирования частотно-углового спектра конической эмиссии суперконтинуума при филаментации фемтосекундного излучения на длинах волн, лежащих в области нормальной, нулевой и аномальной дисперсии групповой скорости в плавленом кварце, имеют общий характер.

При рефокусировке излучения в филаменте происходит расщепление непрерывного частотно-углового спектра на множество контрастных максимумов в результате интерференции излучения от последовательности распределенных когерентных источников, образующихся вдоль филамента. В изображении конической эмиссии на экране в дальней зоне при этом возникает дискретная структура цветных колец, в частотно-угловом спектре $S(\theta, \lambda)$ - характерная структура интерференционных минимумов и максимумов. Интерференция спектральных компонент охватывает весь антистоксов диапазон суперконтинуума и может быть зарегистрирована в видимой области длин волн при филаментации излучения с центральными длинами волн вплоть до 1900 нм.

ГЛАВА 4. ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ СПЕКТРА СУПЕРКОНТИНУУМА В УСЛОВИЯХ АНОМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИИ ПЛАВЛЕНОГО КВАРЦА

В настоящей главе представлены результаты экспериментального и численного исследования трансформации спектра фемтосекундного лазерного излучения с центральной длиной волны в области аномальной дисперсии плавленого кварца в процессе филаментации. В отличие от Гл. 3 здесь рассматривается спектральная плотность мощности $S(\lambda)$ излучения суперконтинуума (СК), которая является результатом интегрирования по телесному углу частотно-углового распределения интенсивности спектральных компонент (формула 2.44). Получена спектральная карта суперконтинуума, который генерируется при филаментации фемтосекундных лазерных импульсов с центральной длиной волны λ_0 , перестраиваемой от 800 нм до 2300 нм. Численно предсказано и экспериментально зарегистрировано формирование изолированного антистоксового крыла суперконтинуума при филаментации в условиях аномальной ДГС. На основе интерференционных представлений дана физическая интерпретация образования минимума, отделяющего антистоксовое крыло от центральной области спектра входного излучения. Материалы главы опубликованы в работах [ПЗ-П6].

4.1 СПЕКТРАЛЬНАЯ КАРТА СУПЕРКОНТИНУУМА ДЛЯ ДЛИН ВОЛН 800 - 2300 НМ

Сценарий филаментации фемтосекундного лазерного импульса определяется совокупностью факторов, таких как керровская самофокусировка и самомодуляция излучения, ограничение интенсивности и дефокусировка излучения в лазерной плазме, и, наконец, волновые процессы дифракции и дисперсии излучения в среде. Генерация суперконтинуума — многопараметрическая задача, анализ которой во всем множестве физических параметров является крайне сложным и одновременно малопродуктивным. В связи с этим выполнена серия численных экспериментов с помощью математической модели филаментации [171] для излучения с центральной длиной волны, перестраиваемой в диапазоне $\lambda_0 = 800 \div 2300$ нм, при равных значениях параметров подобия, которые определяют начальную стадию филаментации, обусловленную керровской самофокусировкой излучения. Такими параметрами являются дифракционная длина $L_d = ka_0^2$ и отношение пиковой мощности P к критической P_{cr} . При выборе дифракционной длины L_d значения радиуса пучка взяты в несколько десятков микрон,

что близко к используемым в лабораторном эксперименте [П1,П2]. Дифракционная длина излучения во всем рассматриваемом диапазоне длин волн составила $L_d \approx 3$ см, пиковая мощность $P_{\text{peak}} = 5P_{\text{cr}}$, что соответствует режиму одного филамента. Полудлительность импульсов по уровню e^{-1} составила $\tau_0 = 40$ фс, что соответствует длительности импульсов по полувысоте $\tau_{FWHM} = 70$ фс. Таким образом, условия распространения излучения в среде до нелинейного фокуса и образования плазмы различаются только влиянием ДГС, которое зависит от длины волны. В нелинейном фокусе генерация лазерной плазмы, ограничивающей рост интенсивности при самофокусировке, определяется порядком многофотонности K , который меняется от 6 для длины волны 800 нм до 17 - для 2300 нм. В рассматриваемой постановке удается выделить влияние длины волны на пространственно-временную и спектральную трансформацию излучения, которое обусловлено изменением характера ДГС и порядком многофотонности генерации лазерной плазмы.

Серии численных экспериментов по филаментации в кварце выполнены для фемтосекундного излучения с центральной длиной волны λ_0 , плавно перестраиваемой в интервале 800 ÷ 2300 нм. Результаты численного исследования обобщены на рис. 4.1, 4.2 в виде спектральной карты СК $S_{\text{comp}}(\lambda_0, \lambda)$, на которой интенсивность его спектральных компонент представлена поверхностью на плоскости: « λ (длина волны СК) – λ_0 (центральная длина волны падающего излучения)». В этом представлении глобальный максимум поверхности $S_{\text{comp}}(\lambda_0, \lambda)$, который соответствует спектральной компоненте на центральной длине волны λ_0 , т.е. $S_{\text{comp}}(\lambda_0, \lambda)$ при $\lambda = \lambda_0$, лежит на биссектрисе, которая на рис. 4.1, 4.2 изображена тонкой штриховой линией. Интенсивность спектральных компонент СК нормирована на свой максимум $S_{\text{max}_{\lambda_0}}$ для каждой центральной длины волны, таким образом в логарифмической шкале величина глобального максимума на карте $S_{\text{comp}}(\lambda_0, \lambda)/S_{\text{max}_{\lambda_0}}$ равна нулю.

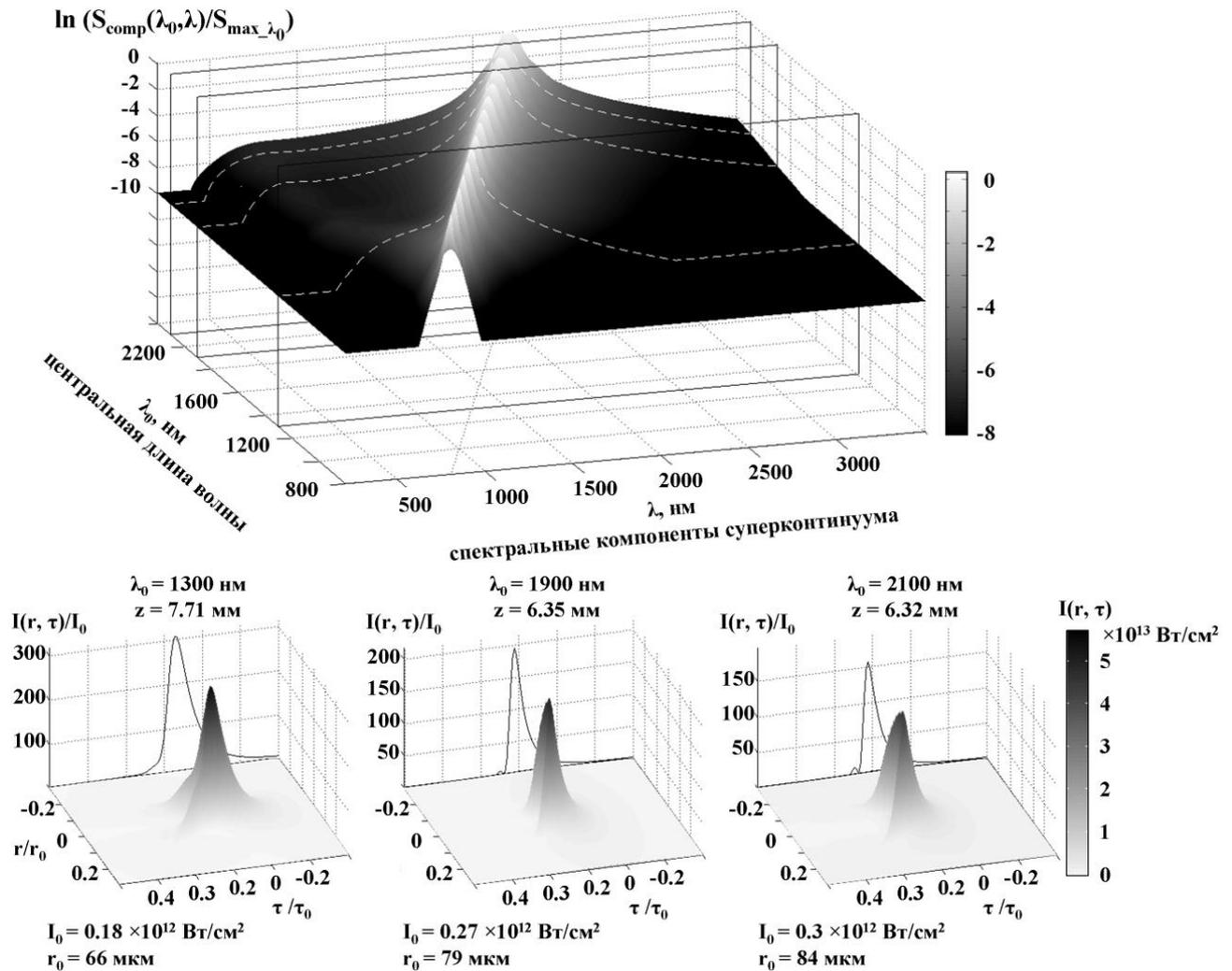


Рис 4.1. Спектральная карта суперконтинуума $S_{\text{comp}}(\lambda_0, \lambda)$ для фемтосекундного излучения с центральными длинами волн $\lambda_0 = 800 \div 2300$ нм (вверху) и пространственно-временные распределения интенсивности $I(r, \tau)$ для импульсов с центральными длинами волн $\lambda_0 = 1300, 1900, 2100$ нм в точках нелинейного фокуса (внизу), полученные в нелинейном фокусе излучения, где источник суперконтинуума является точечным. Параметры излучения: $\tau_{FWHM} = 70$ фс, пиковая мощность $P_{\text{peak}} = 5 P_{cr}$, дифракционная длина $L_d \approx 3$ см. S_{max_λ} - нормировочные константы.

На рис. 4.1 представлена спектральная карта $S_{\text{comp}}(\lambda_0, \lambda)$ для тех расстояний z , на которых возникает нелинейный фокус при филаментации импульса с центральной длиной волны λ_0 , и источник СК можно считать точечным. На этом же рисунке в нижнем ряду приведены для тех же фиксированных расстояний z пространственно-временные распределения интенсивности $I(r, \tau)$ и профили импульсов на оси $I(r=0, \tau)$ при нулевой ДГС с $\lambda_0 = 1300$ нм и при аномальной - с $\lambda_0 = 1900$ нм, 2100 нм. Спектры СК $S_{\text{comp}}(\lambda)$ для падающего излучения на этих длинах волн λ_0 изображены тонкими штриховыми линиями на спектральной карте.

Видно, что в нелинейном фокусе спектр и форма импульса являются унимодальными. Спектр уширяется от центральной длины волны λ_0 монотонно как в стоксову, так и в антистоксову области.

Уширение спектра излучения происходит в результате фазовой самомодуляции светового поля в филаменте. При этом антистоксовое уширение обусловлено фазовой самомодуляцией на хвосте импульса, где существенную роль играет увеличение крутизны фронта огибающей (см. п. 4.2.2.). На рис. 4.1 увеличение крутизны заднего фронта импульса иллюстрируют профили $I(r=0, \tau)$. При увеличении центральной длины волны импульса λ_0 происходит более сильное увеличение крутизны его заднего фронта. Вследствие этого временной градиент интенсивности на хвосте импульса возрастает, и антистоксовое уширение спектра оказывается значительно больше в импульсе большей длины волны. Следует заметить, что наибольшее значение пиковой интенсивности, как в единицах I_0 , так и в абсолютных единицах Вт/см^2 , достигается при филаментации в условиях нулевой ДГС излучения с $\lambda_0 = 1300$ нм. Однако крутизна заднего фронта импульса и, как следствие этого, антистоксовое уширение СК значительно меньше при нулевой ДГС, чем при аномальной.

При увеличении протяженности излучающей области в филаменте, спектр СК качественно изменяется (рис. 4.2). При протяженности излучающих областей, которая составляла около 1 мм, спектр $S_{\text{comp}}(\lambda)$ является существенно не унимодальным при филаментации импульсов всех рассмотренных длин волн. В спектрах СК возникает дополнительная модуляция, которая позволяет четко разделить режимы филаментации в условиях нормальной и нулевой ДГС от режима филаментации в условиях аномальной ДГС. Если при нормальной и нулевой ДГС глубина модуляции спектра $S_{\text{comp}}(\lambda)$ относительно невелика, то при аномальной ДГС образуется широкий минимум, отделяющий область центральной длины волны λ_0 от антистоксового крыла суперконтинуума - максимума спектральных компонент в видимой области спектра $S_{\text{comp}}(\lambda)$. Если при нормальной ДГС импульс распадается на два субимпульсы, а при нулевой ДГС происходит череда хвостовых рефокусировок излучения (см. п.5.1), то при аномальной - многопиковая структура импульса на выбранном расстоянии z (рис. 4.2), которая обусловлена одновременным существованием сдвинувшегося к хвосту импульса первого локализованного волнового пакета, пиковая интенсивность которого заметно снизилась после нелинейного фокуса, и возникающего в центральных временных слоях второго локализованного волнового пакета. Динамика

формирования последовательности локализованных в пространстве и времени волновых пакетов при филаментации в условиях аномальной ДГС подробно рассмотрена в п. 5.1 настоящей работы. При этом пички имеют большую крутизну заднего фронта, что определяет значительное уширение спектра в высокочастотную область. Так, в импульсе на длине волны $\lambda_0 = 2300$ нм, спектр суперконтинуума $S_{\text{comp}}(\lambda)$ содержит максимум в видимой области спектра на длине волны $\cong 400$ нм.

Аналізу процессов, определяющих формирование изолированного высокочастотного (антистоксового) крыла СК, посвящен следующий раздел.

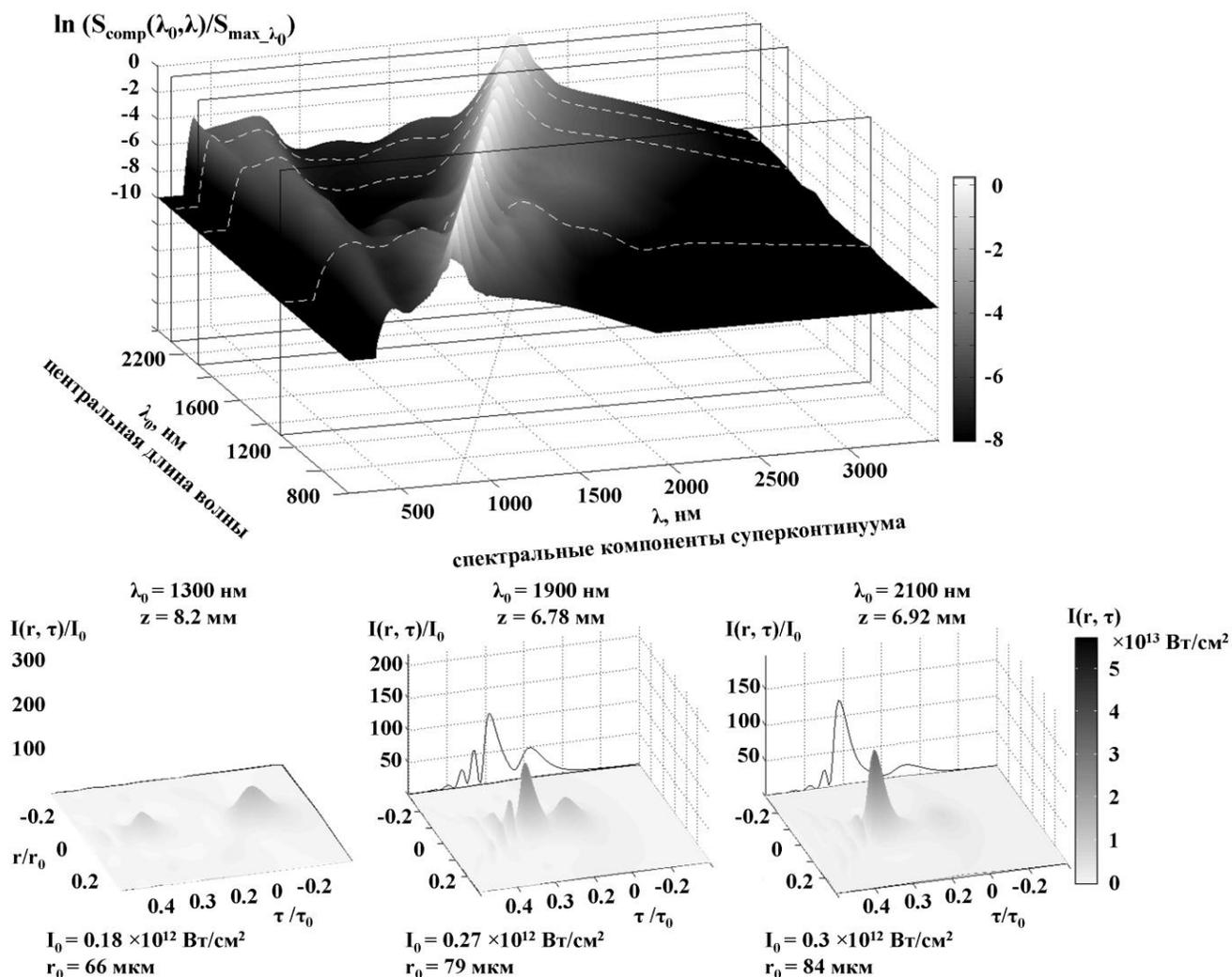


Рис. 4.2. Спектральная карта суперконтинуума $S_{\text{comp}}(\lambda_0, \lambda)$ для импульсов с центральной длиной волны в диапазоне $\lambda_0 = 800 \div 2300$ нм и пространственно-временные распределения интенсивности $I(r, \tau)$ для импульсов с центральными длинами волн $\lambda_0 = 1300, 1900, 2100$ нм при длине излучающей области ~ 1 мм. Параметры излучения: $\tau_{FWHM} = 70$ фс, пиковая мощность $P_{\text{peak}} = 5P_{cr}$, дифракционная длина $L_d \approx 3$ см. $S_{\text{max}, \lambda_0}$ - нормировочные константы.

4.2 АНТИСТОКСОВО КРЫЛО СУПЕРКОНТИНУУМА

4.2.1 ВЛИЯНИЕ ПОРЯДКА МНОГОФОТОННОСТИ ПРОЦЕССА ГЕНЕРАЦИИ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ НА ФОРМИРОВАНИЕ АНИСТОКСОВА КРЫЛА СУПЕРКОНТИНУУМА

Изменение длины волны излучения λ_0 оказывает многофакторное влияние на спектр СК при филаментации. Так, с увеличением λ_0 возрастает порядок многофотонности $K = [U_i / \hbar\omega_0 + 1]$, где U_i – ширина запрещенной зоны, ω_0 – центральная частота излучения, и одновременно меняется характер ДГС в среде.

В связи с этим выполнен численный эксперимент для излучения различных длин волн при равных значениях параметров подобия, которые определяют начальную стадию филаментации, обусловленную керровской самофокусировкой излучения. При выборе дифракционной длины L_d значения радиуса пучка взяты в несколько десятков микрон, что близко к используемым в лабораторном эксперименте (см. п. 4.2.3). Дифракционная длина для всех рассматриваемых импульсов составила $L_d \approx 4 \text{ см}$. Выбор величины $P/P_{cr} = 8$ соответствует режиму одного филамента. Длительность импульсов на полувысоте интенсивности взята $\tau_{FWHM} = 70 \text{ фс}$, что близко к параметрам лабораторного эксперимента.

Соответствующие дисперсионные длины излучения $L_{dis} = \tau_{FWHM}^2 / k_2$, где $k_2 = \left. \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \right|_{\omega=\omega_0}$, представлены в таблице 4.1.

Таким образом, условия распространения излучения в среде до нелинейного фокуса и образования плазмы, которое зависит от длины волны, различаются только влиянием ДГС. В нелинейном фокусе интенсивность излучения возрастает в сотни раз, что обуславливает появление самонаведенной лазерной плазмы. Порядок многофотонности K процесса плазмообразования, зависящий от длины волны, определяет скорость генерации плазмы, ограничивающей рост интенсивности при самофокусировке, и тем самым определяет крутизну фронтов импульса и, как следствие, уширение спектра. Численное моделирование филаментации фс лазерных импульсов в плавленом кварце было проведено для следующих параметров излучения :

Длина волны λ_0 , нм	400	800	1300	1900
Радиус в перетяжке a_0 , мкм	40	60	80	90
Длительность импульсов τ_{FWHM} , фс	70	70	70	70
Энергия импульсов W , мкДж	0.26	1.06	2.81	6
Пиковая мощность импульсов P , МВт	3.7	15	39.6	85
Критическая мощность самофокусировки P_{cr} , МВт	0.46	1.86	4.94	10.6
Мощность, P/P_{cr}	8	8	8	8
Дисперсионная длина L_{dis} , см	5	13.5	13.8	6
Порядок многофотонности K	3	6	10	14

Таблица 4.1. Основные параметры излучения

Расстояние, которое прошел лазерный импульс в среде, выбрано меньше, чем расстояние до рефокусировки излучения. Таким образом, мы получаем спектр суперконтинуума от одной протяженной излучающей области в филаменте, длина которой выбрана $l=1$ мм. Для импульсов на длине волны $\lambda_0=1900$ нм расстояние, на котором получен спектр суперконтинуума $S_{comp}(\lambda, z)$, $z=0.62$ см, для длины волны $\lambda_0=1300$ нм $z=0.9$ см, для $\lambda_0=800$ нм $z=0.9$ см, а для $\lambda_0=400$ нм $z=1.03$ см. Спектр суперконтинуума $S_{comp}(\lambda, z)$ вычислен по формуле (2.25).

Спектральная плотность мощности $S_{comp}(\lambda)$ на указанных расстояниях для рассмотренных длин волн приведена на рисунке 4.3. Спектр импульса на длине волны 400 нм (рис. 4.3 а) уширился значительно меньше, чем спектр импульса на длине волны 800 нм и 1300 нм (рис. 4.3 б,в). Спектры импульсов с центральными длинами волн 800 нм, 1300 нм и 1900 нм уширены неравномерно, антистоксовое крыло спектра превосходит стоксовое. Величина уширения в антистоксову область $\Delta_{as}\lambda = \lambda_0 - \lambda_{min}$ не зависит от параметров среды и излучения, а определяется соотношением ширины запрещенной зоны среды к энергии кванта излучения $U_i/\hbar\omega_0$, возрастая с увеличением этого отношения [81].

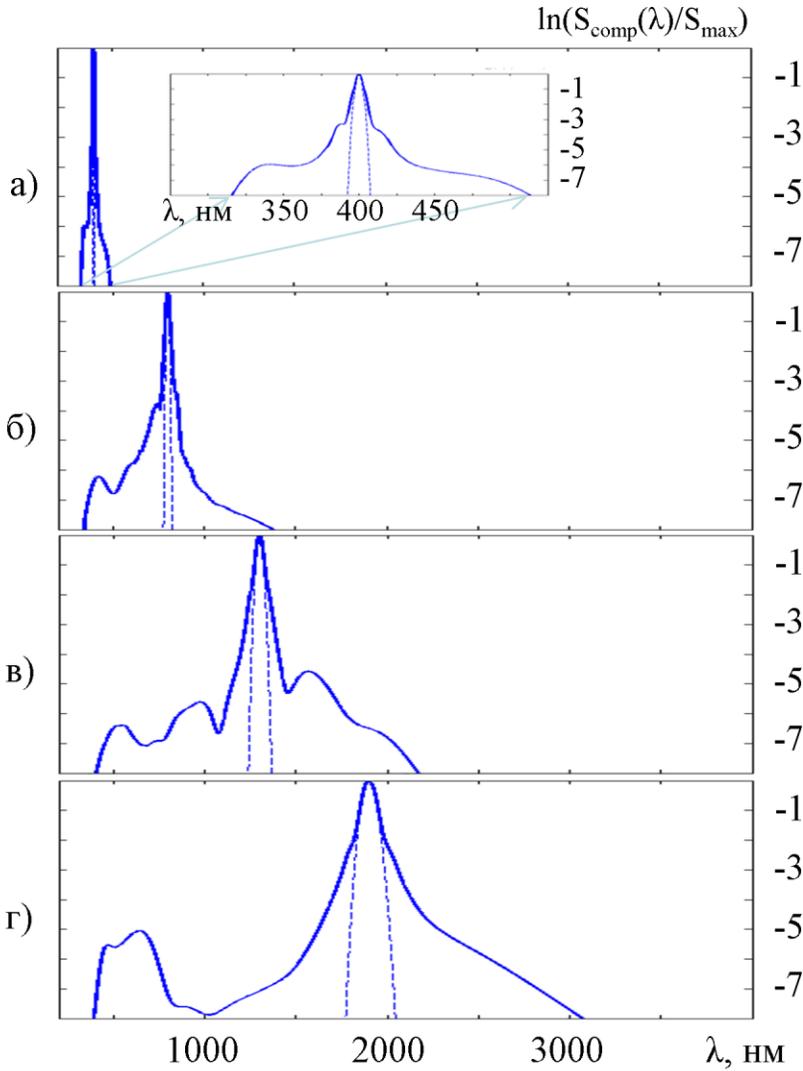


Рис. 4.3 Спектр СК при филаментации в плавленом кварце импульсов различных длин волн.
 а) $\lambda_0 = 400$ нм, $z = 1.03$ см;
 б) $\lambda_0 = 800$ нм, $z = 0.9$ см;
 в) $\lambda_0 = 1300$ нм, $z = 0.9$ см;
 г) $\lambda_0 = 1900$ нм, $z = 0.62$ см.
 — - распределение спектральных компонент суперконтинуума в полулогарифмическом масштабе $\ln(S(\lambda)/S_{\max})$,
 - начальный спектр излучения в полулогарифмическом масштабе $\ln(S(\lambda, z=0)/S_{\max 0})$,
 $S_{\max} = \max(S(\lambda))$;
 $S_{\max 0} = \max(S(\lambda, z=0))$.

На рис. 4.4 представлены величины полного уширения $\Delta\lambda = \lambda_{\max} - \lambda_{\min}$, антистоксового $\Delta_{as}\lambda = \lambda_0 - \lambda_{\min}$ и стоксового $\Delta_s\lambda = \lambda_{\max} - \lambda_0$ уширений спектров излучения $S_{\text{comp}}(\lambda)$ рассмотренных длин волн (рис. 4.3) в зависимости от порядка многофотонности K (округленной до ближайшего большего целого величины $U_i/\hbar\omega_0$). Ширина спектра $\Delta\lambda$ оценивалась по уровню нормированной на свой максимум интенсивности спектральных компонент в логарифмическом масштабе: $\ln(S(\lambda, z)/S_{\max}) = -7$. Так для длины волны $\lambda_0 = 400$ нм $K = 3$ и ширина спектра $\Delta\lambda = 160$ нм, тогда как при $\lambda_0 = 800$ нм это соотношение равно: $K = 6$ и ширина спектра $\Delta\lambda = 760$ нм, а для длины волны $\lambda_0 = 1300$ нм $K = 10$, и ширина спектра еще больше $\Delta\lambda = 1580$ нм. Самое большое среди рассмотренных длин волн уширение спектра $\Delta\lambda = 2410$ нм получено для длины волны $\lambda_0 = 1900$ нм, соотношение ширины запрещенной зоны к энергии кванта излучения для которой в кварце $K = 14$.

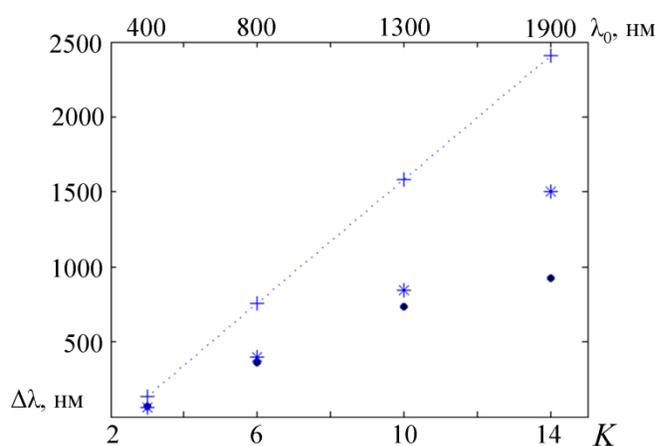


Рис. 4.4 Величина уширения спектра излучения $\Delta\lambda$ при филаментации в плавленом кварце импульсов различных длин волн в зависимости от порядка многофотонности K . Уширение спектра $\Delta\lambda$ оценивалось по уровню нормированной на свой максимум интенсивности спектральных компонент в логарифмическом масштабе $\ln(S(\lambda, z)/S_{\max}) = -7$.

- + - полное уширение спектра $\Delta\lambda$,
- - антистоксовое крыло $\Delta_{as}\lambda$,
- * - стоксовое крыло $\Delta_s\lambda$.

Видно, что полное уширение спектра $\Delta\lambda$ и антистоксовое уширение спектра $\Delta_{as}\lambda$ линейно зависят от порядка многофотонности K , что соответствует экспериментальным данным [81].

В лабораторном эксперименте с конкретными средами невозможно исследовать отдельно влияние порядка многофотонности K и дисперсии групповой скорости на формирование антистоксового крыла в спектре СК, тогда как, численный эксперимент позволяет осуществить такое исследование, рассмотрев модельные среды с гипотетическими параметрами (рис. 4.5). Пусть такие среды отличаются от плавленого кварца только шириной запрещенной зоны U_i и, следовательно, порядком многофотонности K процесса генерации лазерной плазмы.

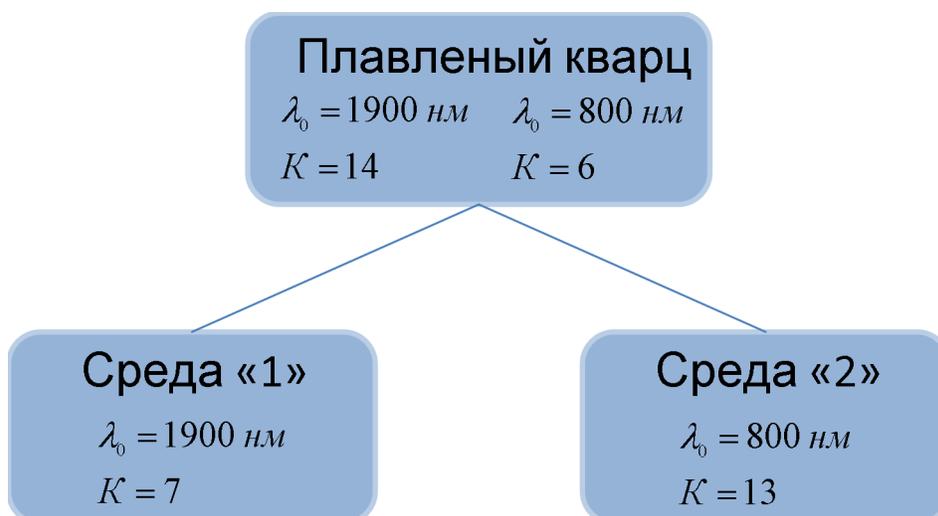


Рис.4.5. Схема численного эксперимента с гипотетическими средами, в которых ДГС такая же, как в плавленом кварце.

Положим, что в среде «1» для излучения на длине волны 1900 нм ДГС является аномальной, как в плавленом кварце, а порядок многофотонности K вдвое меньше.

Исследование филаментации в такой среде позволит выделить влияние только многофотонности на спектр СК при неизменном характере ДГС. Для излучения на длине волны 1900 нм на рис. 4.6 приведены профили импульса на оси $I(r=0, \tau)$ и его спектры $S_{\text{comp}}(\lambda)$, полученные в численном эксперименте для плавленого кварца с порядком многофотонности $K = 14$ и для гипотетической среды «1» с $K^{''1''} = 7$. Результаты получены для случая одной «излучающей области» в филаменте, то есть до рефокусировки излучения. При этом длительность, энергия и пиковая интенсивность падающего излучения и расстояние распространения для обеих сред совпадают ($z=7$ мм). Видно, что с уменьшением порядка многофотонности K в среде с аномальной ДГС форма импульса $I(r=0, \tau)$ и спектр $S_{\text{comp}}(\lambda)$ существенно меняются. С уменьшением порядка многофотонности снижается скорость нарастания со временем концентрации электронов в лазерной плазме, вызывающей дефокусировку хвоста импульса, и, как следствие этого, значительно уменьшается крутизна заднего фронта на профиле импульса $I(r=0, \tau)$. В результате при фазовой самомодуляции в среде с меньшей шириной запрещенной зоны $U_i^{''1''}$ сокращается антистоксовый сдвиг частоты в спектре СК. В гипотетической среде «1» с $U_i^{''1''} = 4.5$ эВ величина антистоксового сдвига $\Delta_{\text{as}}\lambda^{''1''}$ меньше, чем сдвиг $\Delta_{\text{as}}\lambda$ в реальном плавленом кварце с шириной запрещенной зоны $U_i = 9$ эВ. Как показывает анализ, для антистоксового уширения спектра справедливо соотношение $\Delta_{\text{as}}\lambda / \Delta_{\text{as}}\lambda^{''1''} \sim K / K^{''1''}$, где $\Delta_{\text{as}}\lambda$ - антистоксовое уширение в плавленом кварце, $\Delta_{\text{as}}\lambda^{''1''}$ - в гипотетической среде «1».

Для случая нормальной ДГС рассмотрим среду «2», в которой для излучения на длине 800 нм дисперсия такая же, как в кварце, а ширина запрещенной зоны $U_i^{''2''}$ вдвое больше. На рис. 4.7 приведены для излучения на длине волны 800 нм профили импульса на оси $I(r=0, \tau)$ и его спектры $S_{\text{comp}}(\lambda)$, полученные на одинаковом расстоянии от входа в среду $z = 9.1$ мм для плавленого кварца с $U_i = 9$ эВ и соответственно порядком многофотонности $K = 6$, а также для гипотетической среды «2» с $U_i^{''2''} = 20$ эВ и $K^{''2''} = 13$. При этом длительность, энергия и пиковая интенсивность падающего излучения для обеих сред совпадают. Видно, что в среде с нормальной ДГС при увеличении порядка многофотонности K импульс распадается, как обычно, на субимпульсы (рис. 4.7). Однако при большем K становится круче задний фронт второго субимпульса, что влечет увеличение антистоксового сдвига $\Delta_{\text{as}}\lambda$. В частотном

представлении для антистоксового уширения справедливо соотношение $\Delta_{as}\lambda/\Delta_{as}\lambda^{''2''} \sim K/K^{''2''}$. С расширением полосы СК в его спектре появляется минимум, отделяющий антистоксовое крыло СК от центральной длины волны излучения.

Приведенные результаты позволяют рассмотреть влияние ДГС на уширение спектра суперконтинуума в средах с одинаковым процессом фотоионизации. Для этого сравним спектры СК при одинаковом порядке многофотонности. Так при $K=13 \div 14$ в кварце для излучения на длине волны 1900 нм (пунктир на рис. 4.6 справа), как и в среде «2» - на длине волны 800 нм (сплошная кривая на рис. 4.7 справа) вид спектральной зависимости $S_{\text{сопр}}(\lambda)$ качественно близки несмотря на существенное различие в характере ДГС. Аналогично, близки формы спектров при $K=6 \div 7$ на длине волны 800 нм в кварце (пунктир на рис. 4.7 справа) и на длине волны 1900 нм в среде «1» (сплошная на рис. 4.6 справа).

Таким образом, независимо от характера ДГС антистоксовый сдвиг $\Delta_{as}\lambda$ в спектре СК при филаментации определяется порядком многофотонности K процесса генерации лазерной плазмы, и его величина увеличивается при увеличении K . При многофотонной ионизации, которая преобладает в начале генерации плазмы, временной градиент концентрации электронов, с которым связана скорость дефокусировки излучения на хвосте импульса и, следовательно, крутизна его заднего фронта, возрастают с повышением порядка многофотонности K . Фазовая самомодуляция при большей крутизне заднего фронта вызывает более сильное обогащение спектра высокочастотными гармониками, что проявляется в увеличении антистоксового сдвига $\Delta_{as}\lambda$.

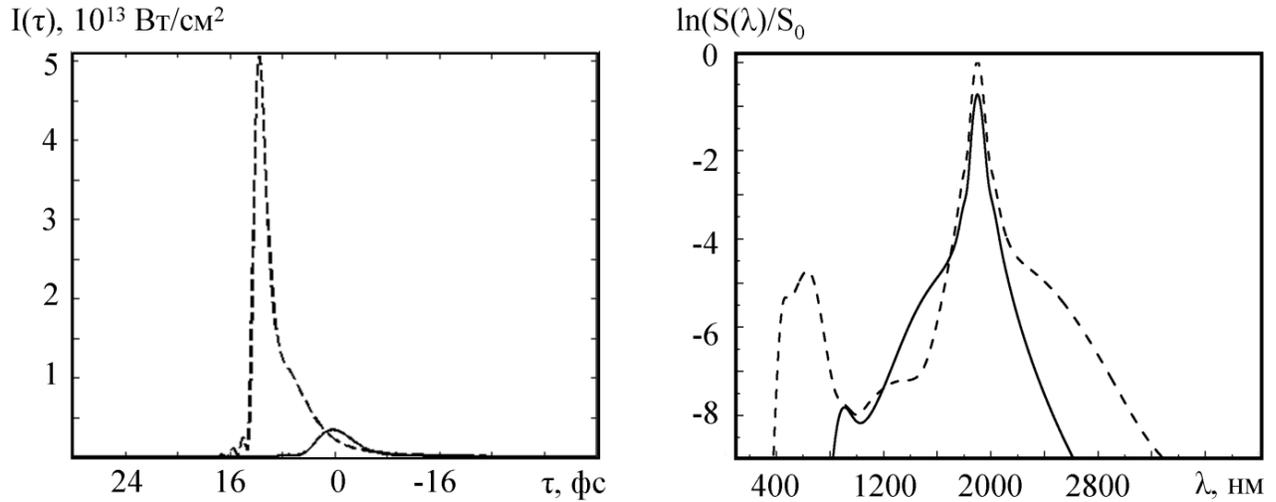


Рис.4.6 Влияние ширины запрещенной зоны в условиях аномальной ДГС среды на форму $I(r=0, \tau)$ (слева) и спектр $S_{\text{comp}}(\lambda)$ (справа) импульса на длине волны 1900нм. Пунктирные линии - плавленый кварц (ширина запрещенной зоны $U_i=9$ эВ, порядок многофотонности $K = 14$), сплошные линии - гипотетическая среда «1» (ширина запрещенной зоны $U_i^{\text{III}} = 4.5$ эВ, порядок многофотонности $K = 7$). Параметры излучения: пиковая интенсивность $I_0 = 2.7 \times 10^{11}$ Вт/см², длительность импульса $\tau_{\text{FWHM}} = 70$ фс, энергия $W = 4$ мкДж, отношение пиковой мощности к критической $P/P_{\text{cr}} = 5$, расстояние распространения $z = 0.7$ см. S_0 - нормировочная константа.

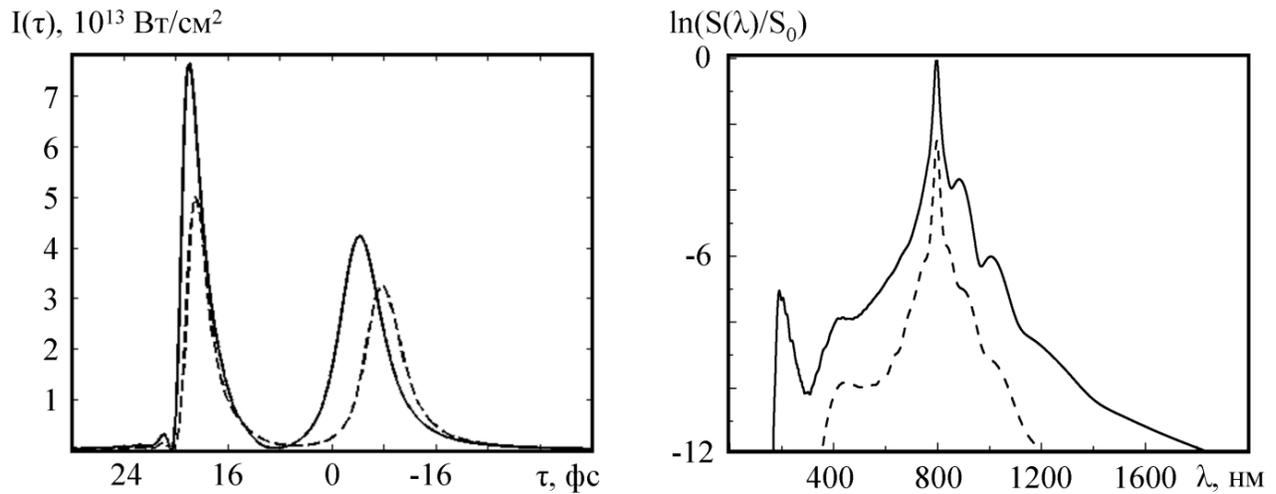


Рис. 4.7 Влияние ширины запрещенной зоны в условиях нормальной ДГС среды на форму $I(r=0, \tau)$ (слева) и спектр $S_{\text{comp}}(\lambda)$ (справа) импульса на длине волны 800 нм. Пунктирные линии - плавленый кварц (ширина запрещенной зоны $U_i=9$ эВ, порядок многофотонности $K=6$), сплошные линии - гипотетическая среда «2» (ширина запрещенной зоны $U_i=20$ эВ, порядок многофотонности $K=13$). Параметры излучения: пиковая интенсивность $I_0 = 1.13 \cdot 10^{11}$ Вт/см², длительность импульса $\tau_{\text{FWHM}} = 70$ фс, энергия $W = 0.65$ мкДж, отношение пиковой мощности к критической $P/P_{\text{cr}} = 5$, расстояние распространения $z = 0.91$ см. S_0 - нормировочная константа.

4.2.2 ИСТОЧНИКИ АНТИСТОКСОВА КРЫЛА СУПЕРКОНТИНУУМА

При интерпретации в предыдущих разделах использовалось представление о том, что источником излучения в высокочастотной полосе длин волн является задний фронт импульса. Для детального анализа положения источников антистоксового излучения СК в фемтосекундном излучении осуществлена специальная обработка результатов численного эксперимента по следующей схеме. Из частотно-углового спектра $S(\theta, \lambda)$ выделяется антистоксовая область $S^{as}(\theta, \lambda)$ наложением прямоугольного окна $\Pi(\lambda)$:

$$S^{as}(\theta, \lambda) = \Pi(\lambda) \cdot S(\theta, \lambda), \text{ где } \Pi(\lambda) = 1 \text{ при } \lambda \in 200 \div 1000 \text{ нм.} \quad (4.1)$$

По частотно-угловому спектру антистоксовых компонент $S^{as}(\theta, \lambda)$ определяется пространственно-временное распределение интенсивности излучения $I^{as}(r, \tau)$:

$$I^{as}(r, \tau) = F^{-1} \{ S^{as}(\theta, \lambda) \}, \quad (4.2)$$

оператор F^{-1} включает переход от длин волн λ к частотам ω , и от углов θ к волновым векторам k_{\perp} , а затем обратное преобразование Фурье по времени ($\tau \div \omega$) и обратное преобразование Фурье-Бесселя по пространству ($r \div k_{\perp}$). Пространственно-временное распределение $I^{as}(r, \tau)$ определяет для временных слоев импульса положение в поперечном сечении тех областей, в которых максимальна интенсивность антистоксового излучения $I^{as}(r, \tau)$, и, следовательно, в которых происходит генерация СК в видимой области спектра.

Результаты обработки для излучения с центральными длинами волн $\lambda_0 = 1300 \text{ нм}$ и $\lambda_0 = 1900 \text{ нм}$ представлены соответственно на рис. 4.8, 4.9. Излучение с длиной волны $\lambda_0 = 1900 \text{ нм}$ рассмотрено на расстоянии $z = 6.35 \text{ мм}$, соответствующем образованию первого максимума интенсивности в филаменте, и с $\lambda_0 = 1300 \text{ нм}$ на расстоянии $z = 7.71 \text{ мм}$, где образовался нелинейный фокус и сформировался «рыбоподобный» спектр, характерный для филаментации при нулевой ДГС [П1, П2]. Тоновые картины частотно-угловых спектров СК во всей полосе длин волн $S(\theta, \lambda)$ приведены в правой верхней четверти на рис. 4.8, 4.9, в области антистоксовых длин волн $S^{as}(\theta, \lambda)$, полученные наложением прямоугольного окна в полосе от 400 до 1100 нм (4.1), - на правой нижней четверти рис. 4.8, 4.9.

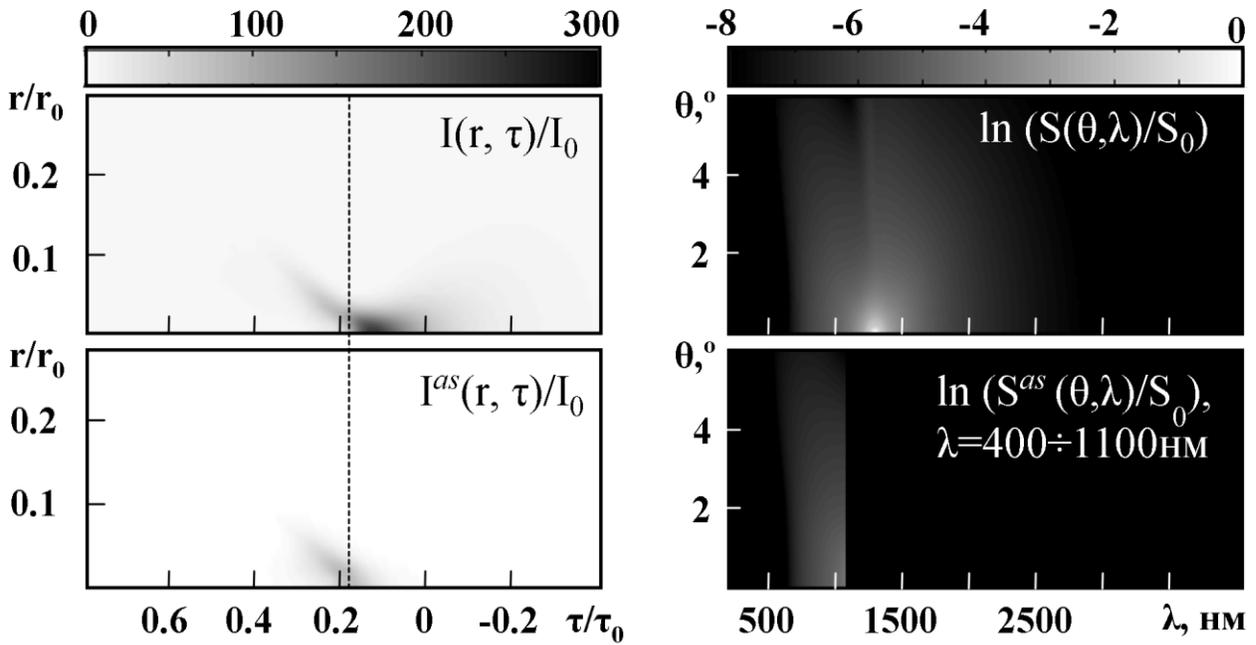


Рис. 4.8. Пространственно-временное распределение интенсивности $I(r, \tau)$ для излучения в филаменте (левая верхняя четверть), интенсивность $I^{as}(r, \tau)$ источников излучения в антистоксовой спектральной полосе (левая нижняя четверть), частотно-угловые спектры СК $S(\theta, \lambda)$ (правая верхняя четверть) на фиксированном расстоянии $z = 7.71$ мм при филаментации излучения с $\lambda_0 = 1300$ нм в плавленном кварце. В нижней левой четверти выделена антистоксовая область частотно-углового спектра $S^{as}(\theta, \lambda)$ в полосе от 400 до 1100 нм. Пунктиром отмечено на хвосте импульса время τ , при котором максимальна интенсивность источников антистоксового излучения. $\tau_0 = 40$ фс, $r_0 = 66$ мкм, $I_0 = 1.8 \times 10^{11}$ Вт/см². S_0 - нормировочная константа.

Пространственно-временные распределения интенсивности антистоксового излучения $I^{as}(r, \tau)$, полученные из $S^{as}(\theta, \lambda)$ обратным преобразованием Фурье, представлены тоновыми картинками на полуплоскости (r, τ) на левой нижней четверти рис.4.8, 4.9. Распределения интенсивности $I(r, \tau)$ излучения в филаменте, соответствующее всей полосе частот изображены в верхнем ряду слева рис. 4.8, 4.9. Из сравнения распределений интенсивности $I^{as}(r, \tau)$ с $I(r, \tau)$ видно, что источники антистоксового излучения СК сосредоточены на хвосте импульса в области с наибольшей крутизной заднего фронта. При этом источники антистоксового крыла находятся как на оси пучка, где их интенсивность наибольшая, так и на заднем фронте кольцевых структур филамента, где значительны временные градиенты интенсивности. Эти выводы находятся в соответствии с результатами, полученными для филаментации лазерных импульсов в воздухе [75,167].

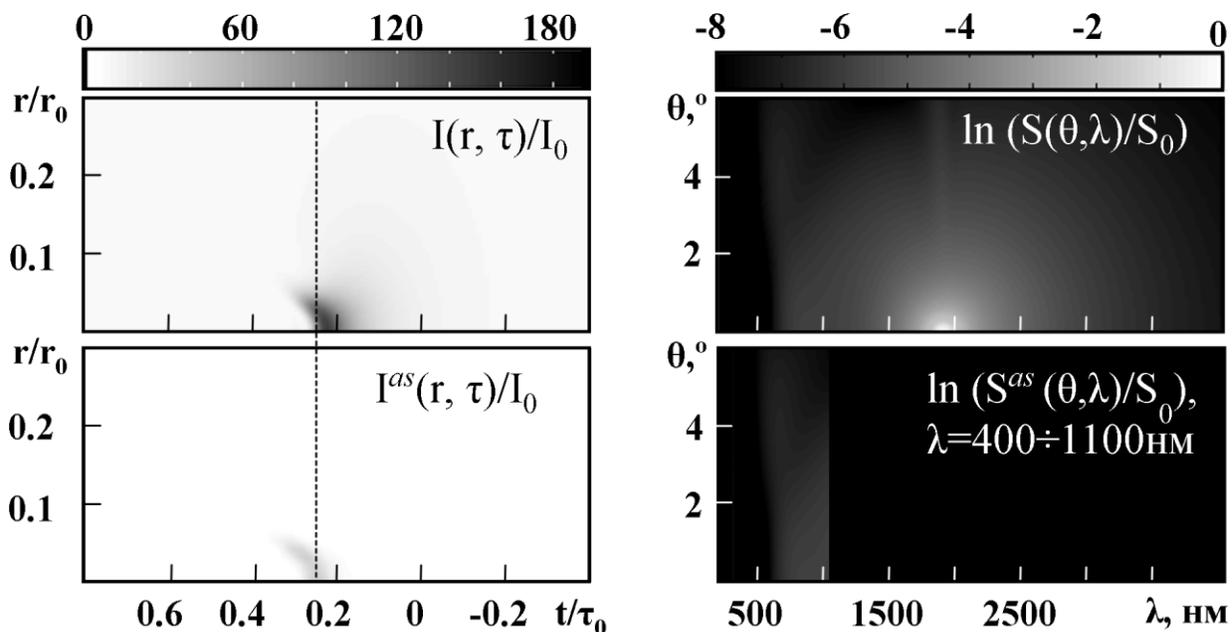


Рис. 4.9. Пространственно-временное распределение интенсивности $I(r, \tau)$ для излучения в филаменте (левая верхняя четверть), интенсивность $I^{as}(r, \tau)$ источников излучения в антистоксовой спектральной полосе (левая нижняя четверть), частотно-угловые спектры СК $S(\theta, \lambda)$ (правая верхняя четверть) на фиксированном расстоянии $z = 6.35$ мм при филаментации излучения с $\lambda_0 = 1900$ нм в плавленном кварце. В нижней левой четверти выделена антистоксовая область частотно-углового спектра $S^{as}(\theta, \lambda)$ в полосе от 400 до 1100 нм. Пунктиром отмечено на хвосте импульса время τ , при котором максимальна интенсивность источников антистоксового излучения. $\tau_0 = 40$ фс, $r_0 = 79$ мкм, $I_0 = 2.7 \times 10^{11}$ Вт/см². S_0 - нормировочная константа.

Приведенный анализ однозначно подтверждает, что антистоксовое уширение определяется фазовой самомодуляцией светового поля на хвосте импульса, которая зависит от порядка многофотонности генерации плазмы, определяющем крутизну заднего фронта импульса. Однако, ни фазовая самомодуляция, ни генерация плазмы при различном порядке многофотонности K , ни характер ДГС не объясняют формирование в СК широкого минимума, образующегося между антистоксовым крылом и спектром в окрестности центральной длины волны импульса. Но, прежде чем представить физическую модель формирования изолированного антистоксового крыла СК, обратимся к экспериментальным исследованиям для подтверждения выводов, полученных численным моделированием.

4.2.3 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ РЕГИСТРАЦИЯ АНТИСТОКСОВА КРЫЛА СУПЕРКОНТИНУУМА

На основе результатов численного моделирования был составлен план лабораторных экспериментов по регистрации антистоксового крыла суперконтинуума при филаментации в плавном кварце фемтосекундных лазерных импульсов, перестраиваемых в широком диапазоне длин волн. Эксперименты выполнены на фемтосекундном спектроскопическом стенде Центра коллективного пользования Института спектроскопии РАН.

В лабораторном эксперименте использовался источник фемтосекундного излучения на основе перестраиваемого параметрического усилителя TOPAS, совмещенного с регенеративным усилителем Spitfire Pro. Измерение длительности фемтосекундного излучения осуществлялось спектрометром ASF-20 фирмы «Авеста-Проект». Фемтосекундные лазерные импульсы фокусировались тонкой кварцевой линзой с фокусным расстоянием 50 см на входную грань образца плавного кварца (Рис.4.10). Образец имел форму остроугольного клина, что позволяло устанавливать фиксированную длину филамента при различных длинах волн импульса. Диаметр пучка в перетяжке составлял ~ 100 мкм. Излучение суперконтинуума собиралось ахроматической линзой на входную щель монохроматора. Матовая пленка, установленная на его входном окне, создавала рассеянное излучение, что позволяло исключить влияние угловой зависимости спектральных компонент СК, характерной для конической эмиссии. Спектроскопические измерения суперконтинуума в полосе $400 \div 1000$ нм осуществлялись монохроматором Solar - Ti MS2004 и в полосе $1100 \div 2700$ нм – оригинальным спектрометром ASP-IRHS, разработанным в 2010 году фирмой «Авеста-Проект». Динамический диапазон спектрометров составлял 10^3 .

Задачей экспериментов являлось изучение влияния длины волны фемтосекундного излучения на генерацию антистоксового крыла суперконтинуума при филаментации в условиях аномальной дисперсии в плавном кварце. Поэтому в проводимых экспериментах использовались импульсы ближнего ИК – диапазона с длиной волны, перестраиваемой от 1200 нм, близкой к нулевой ДГС, до 2300 нм, соответствующей сильной аномальной ДГС в плавном кварце. Длительность импульсов составляла 70 фс по половине высоты. При перестройке длины волны энергия излучения увеличивалась от 2.2 мДж при $\lambda_0 = 1200$ нм до 4.5 мДж при $\lambda_0 = 1900$ нм, так что отношение пиковой мощности P_{peak} к критической мощности самофокусировки в плавном кварце P_{cr} принимало одинаковое значение, близкое

к 5. Для критической мощности самофокусировки P_{cr} было принято, что на длине волны $\lambda_0 = 1200 \text{ нм}$ ее величина равна $P_{cr} = 4.22 \text{ МВт}$ и возрастает при увеличении длины волны в соответствии с зависимостью $P_{cr} \sim \lambda_0^2$. На длине волны, превышающей 2000 нм, энергию импульса приходилось увеличивать до $8 \div 12 \text{ мДж}$ для компенсации поглощения в плавленом кварце, которое повышается в этом диапазоне длин волн.

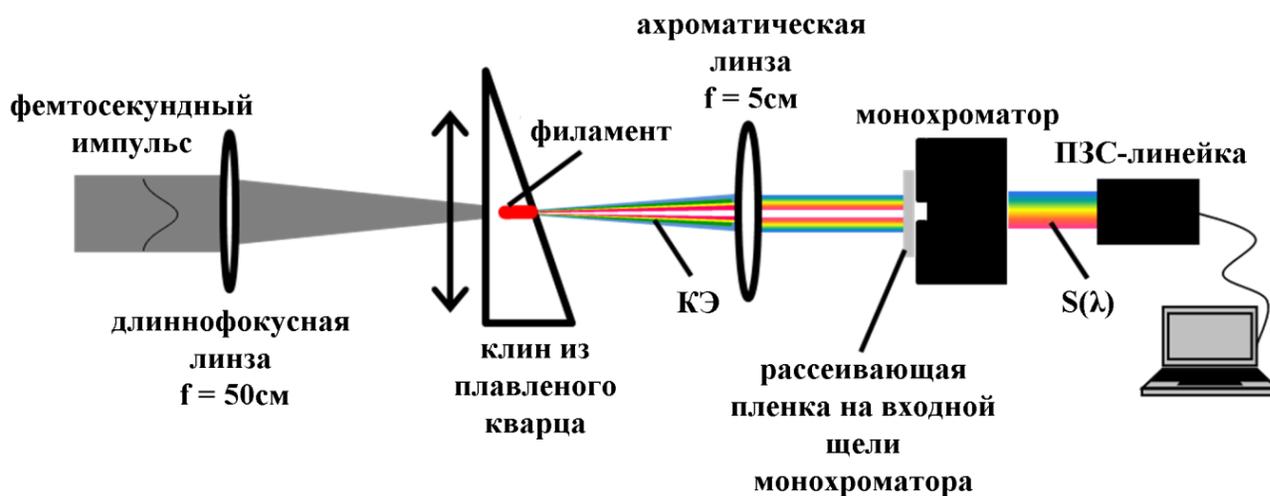


Рис. 4.10 Схема экспериментальной установки.

При измерениях клиновидный образец перемещался в направлении, перпендикулярном пучку, так чтобы для импульсов различных длин волн получить плазменные каналы равной протяженности, которые регистрировались через боковую грань образца плавленого кварца. Поскольку плазменный канал совпадает с областью высокой интенсивности, то ее положение и протяженность полностью определяют область филамента, в которой происходит самомодуляция фазы светового поля, вызывающая уширение частотного спектра импульса. Тем самым, перемещением образца достигалась равная протяженность «излучающих» областей филамента для импульсов различных длин волн. В наших экспериментах «излучающие» области филамента имели протяженность около 1 мм и находились, например, на расстоянии около 8 мм для импульса с $\lambda_0 = 1300 \text{ нм}$ и около 6.5 мм для $\lambda_0 = 1900 \text{ нм}$. Таким образом мы осуществляли регистрацию спектра суперконтинуума $S_{\text{exp}}(\lambda)$, который в отсутствие рефокусировки формируют излучающие области равной длины при филаментации импульсов с центральной длиной волны, перестраиваемой в широком диапазоне.

Спектры $S_{\text{exp}}(\lambda)$, полученные экспериментально, представлены в полулогарифмической шкале для ряда длин волн на рис. 4.11, 4.12, на которые наложены для сравнения также численные спектры $S_{\text{comp}}(\lambda)$.

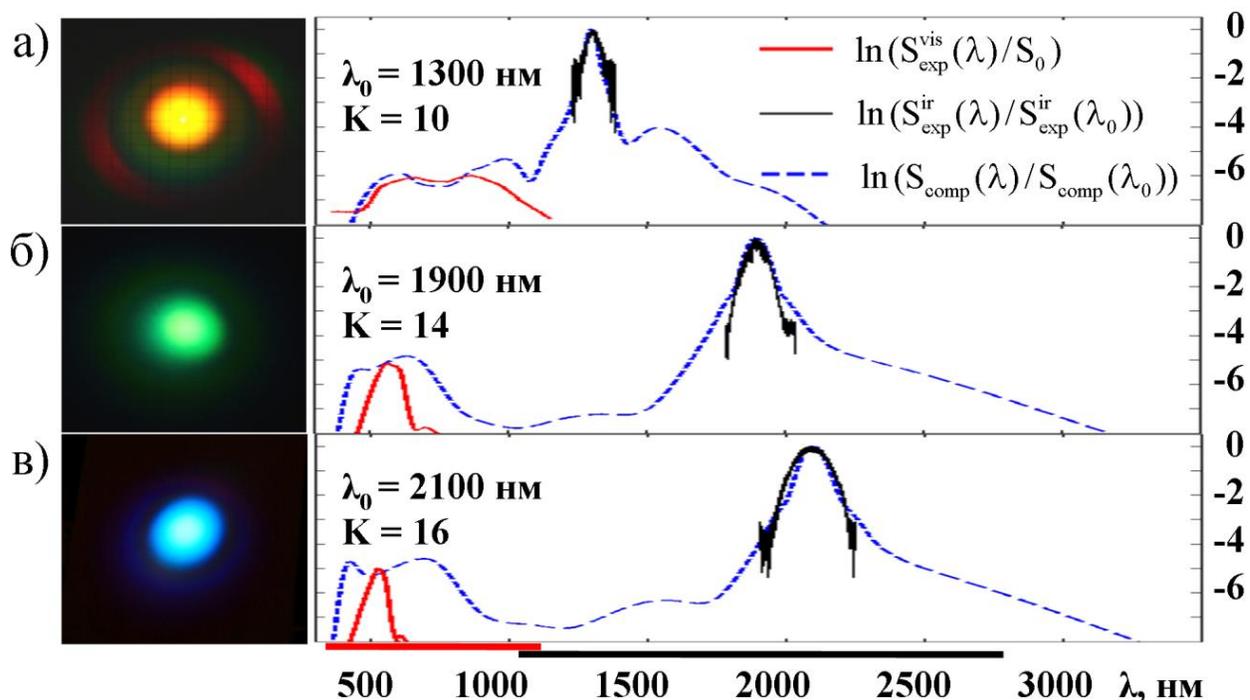


Рис. 4.11 Спектры СК (справа) и изображения КЭ (слева) при филаментации в плавленом кварце фемтосекундного излучения в условиях нулевой ($\lambda_0 = 1300$ нм) и аномальной ($\lambda_0 = 1900$ нм и 2100 нм) ДГС. Длительность излучения $\tau_{\text{FWHM}} = 70$ фс, отношение пиковой мощности к критической мощности самофокусировки $P/P_{\text{cr}} \approx 5$. S_0 - нормировочная константа.

Слева на рис.4.11 приведены также изображения КЭ в дальней зоне. Для каждой длины волны экспериментальные спектры в инфракрасной области $S_{\text{exp}}^{\text{ir}}(\lambda)$ ($1100 \text{ нм} < \lambda^{\text{ir}} < 2700 \text{ нм}$) нормированы на максимальные величины $S_{\text{exp}}^{\text{ir}}(\lambda_0)$. В видимой области $S_{\text{exp}}^{\text{vis}}(\lambda)$ ($400 \text{ нм} < \lambda^{\text{vis}} < 1100 \text{ нм}$) нормировка экспериментальных спектров $S_{\text{exp}}^{\text{vis}}(\lambda)/S_0$ такова, что их максимальные значения совпадают со значениями численных спектров $S_{\text{comp}}(\lambda)$ в этой спектральной полосе. Относительное изменение спектров $S_{\text{comp}}(\lambda)$, полученных численно, представлено в диапазоне от 1 до e^{-8} , тогда как в экспериментальных $S_{\text{exp}}^{\text{vis}}(\lambda)$ и $S_{\text{exp}}^{\text{ir}}(\lambda)$ относительное изменение ограничено динамическим диапазоном спектрометров и составляет три порядка. Спектральные полосы чувствительности ПЗС-линейки монохроматора Solar-Tii MS2004 для коротковолновой области $400 \div 1200$ нм и спектрометра ASP-IRHS для инфракрасной области $1100 \div 2700$ нм отмечены на рис. 4.11, 4.12 жирными отрезками на оси

длин волн. Порядок многофотонности K в плавленом кварце указан для излучения различных длин волн λ_0 .

Для излучения на всех длинах волн экспериментально полученные спектры $S_{\text{exp}}^{\text{vis}}(\lambda)$ и $S_{\text{exp}}^{\text{ir}}(\lambda)$ в пределах динамического диапазона спектрометров близки к численным $S_{\text{comp}}(\lambda)$. Это подтверждает вывод, сформулированный в §4.2 о существовании антистоксового крыла СК при филаментации излучения на длине волны в области аномальной ДГС. С увеличением центральной длины волны излучения λ_0 от 1200 до 2100 нм спектр СК становится существенно немонотонным и формируется антистоксовое крыло в виде изолированного максимума в видимой области длин волн (рис.4.11,4.12). При этом спектральная полоса антистоксового крыла сужается, а интенсивность спектральных компонент увеличивается, достигая $e^{-5} \cdot S(\lambda_0)$. Длина волны коротковолновой отсечки антистоксовых компонент спектра λ_{min} уменьшается и антистоксовый сдвиг $\Delta_{\text{as}}\lambda = \lambda_0 - \lambda_{\text{min}}$ этих компонент от центральной длины волны возрастает с увеличением порядка многофотонности K процесса генерации лазерной плазмы.

Уменьшение ширины антистоксового крыла и сдвиг его в синюю область спектра при увеличении центральной длины волны λ_0 отражены и на экспериментальных фотографиях изображений конической эмиссии СК, которые приведены слева на рис. 4.11. Видно, что для излучения при $\lambda_0 = 1300$ нм в конической эмиссии присутствуют непрерывные радужные кольца от красного до зеленого, тогда как при $\lambda_0 = 1900$ нм в ней видны только зеленые кольца, а при $\lambda_0 = 2100$ нм - синие (рис. 4.11).

В продолжение наших работ установленные выше закономерности формирования изолированного максимума в высокочастотной области спектра суперконтинуума при филаментации в условиях аномальной ДГС экспериментально подтверждены в последующих публикациях зарубежных групп [182,183] в различных прозрачных конденсированных диэлектрических средах.

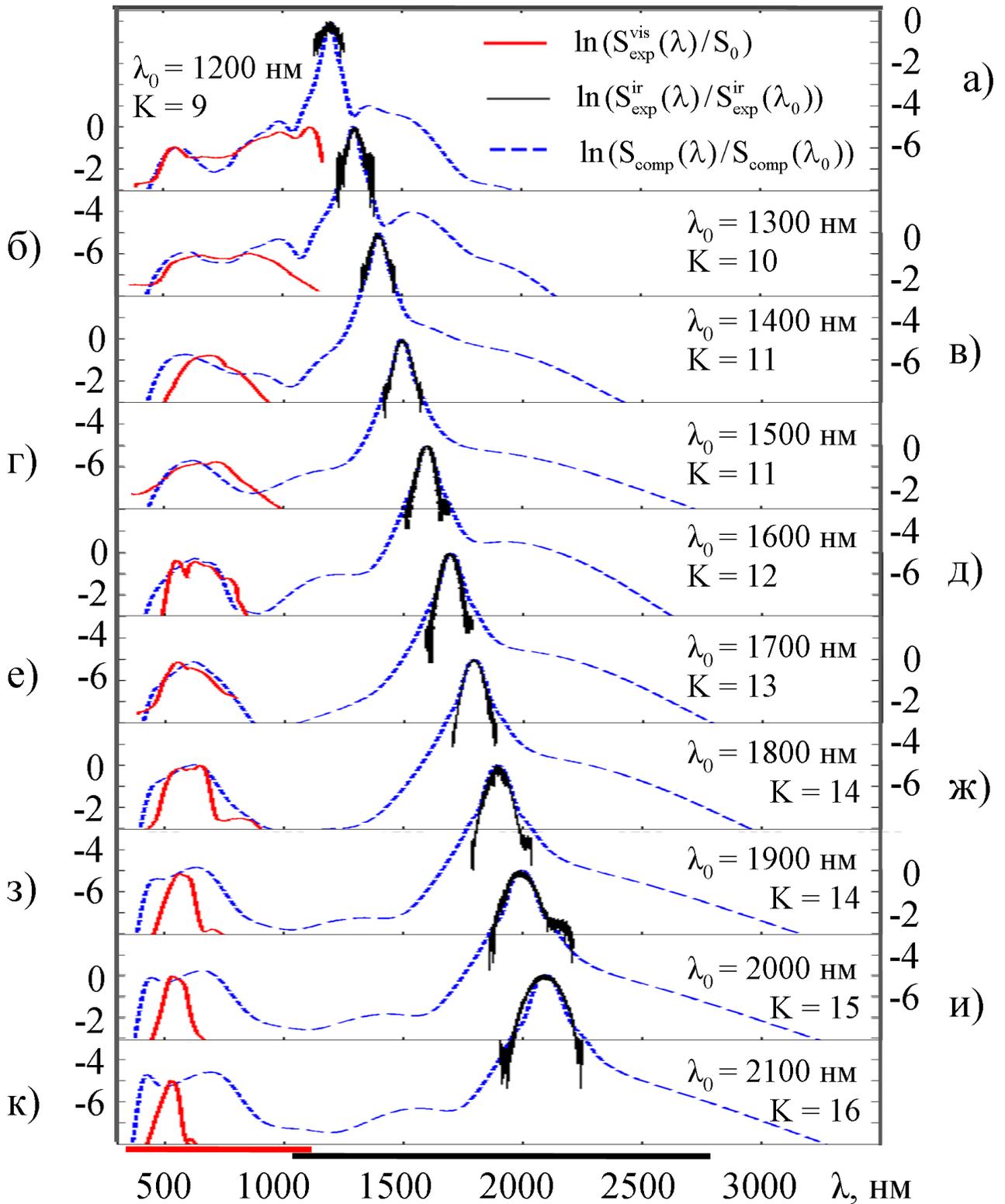


Рис. 4.12. Спектр суперконтинуума при филаментации импульсов на длинах волн от 1200 до 2100 нм. Непрерывные линии — экспериментально зарегистрированные спектры в ИК и видимом диапазонах, пунктирные линии — численное моделирование. S_0 - нормировочная константа.

4.2.4 ФИЗИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ ФОРМИРОВАНИЯ ИЗОЛИРОВАННОГО АНТИСТОКСОВА КРЫЛА СУПЕРКОНТИНУУМА: ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ ФАКТОР

Как следует из анализа формирования спектра суперконтинуума, выполненного в §4.2.3, изолированное антистоксовое крыло образуется при конечной протяженности излучающей области филамента. Поскольку излучение СК является когерентным [21], то интерференция светового поля от протяженной излучающей области существенно влияет на частотно-угловой спектр СК. Согласно интерференционной модели [179], рассчитан частотный спектр излучения $S_{\text{interf}}(\lambda)$ (2.44). Сдвиг фазы $\Delta\varphi(\theta, \lambda)$ для излучения суперконтинуума на длине волны λ , который излучает источник под углом θ , рассчитан по формуле (2.40). В выражении (2.40) материальную дисперсию среды воспроизводят групповая скорость $v_g(\lambda)$ и показатель преломления $n(\lambda)$, зависимости которых от длины волны λ вычисляются в соответствии с формулой Селмейера. В предположении, что спектр широкополосного точечного источника СК является равномерным $\zeta_0(\theta, \lambda) = \text{const}$ и не зависит от λ_0 , можно аналитически рассчитать интерференционный фактор $F_{\text{interf}}(\lambda) = S_{\text{interf}}(\lambda)|_{\zeta_0(\theta, \lambda) = 1}$, который качественно отражает роль интерференции в формировании спектра СК. Анализ изменения функциональной зависимости компонент СК от длины волны λ в интерференционном факторе $F_{\text{interf}}(\lambda)$ при увеличении протяженности излучающей области позволяет дать физическую интерпретацию образования изолированного антистоксового крыла в СК. Условие интерференционного максимума в спектре (2.36) подобно условию фазового синхронизма для трехволнового смешения [168]. Однако интерференционная модель (см. п. 2.5) позволяет определить частотно-угловой спектр распределения интенсивности, не ограничиваясь определением углового положения интерференционных максимумов нулевого порядка.

На Рис.4.13 представлено изменение интерференционного фактора $F_{\text{interf}}(\lambda, l)$ для излучения на длинах волн 1300 нм (а) и 1900 нм (б) с увеличением протяженности l излучающей области. Интерференционный фактор для излучения на длине волны $\lambda_0 = 1300$ нм приобретает модуляцию в длинноволновой области спектра ($\lambda \geq 2500$ нм), проявляющуюся более ярко при увеличении протяженности l «излучающей» области. Для излучения с центральной длиной волны $\lambda_0 = 1900$ нм при протяженности излучающей области около 1 мм формируется интерференционный минимум в полосе от 700 нм до 1400 нм, отделяющий широкий глобальный максимум спектральных компонент на центральной длине волны λ_0 и

узкое антистоксовое крыло с максимумом в видимой области спектра СК $\lambda \approx 500$ нм. При дальнейшем увеличении протяженности излучающей области l интерференционный минимум становится шире, тогда как узкий максимум в антистоксовой области спектра не изменяет ни своей ширины, ни спектрального состава и становится еще контрастнее.

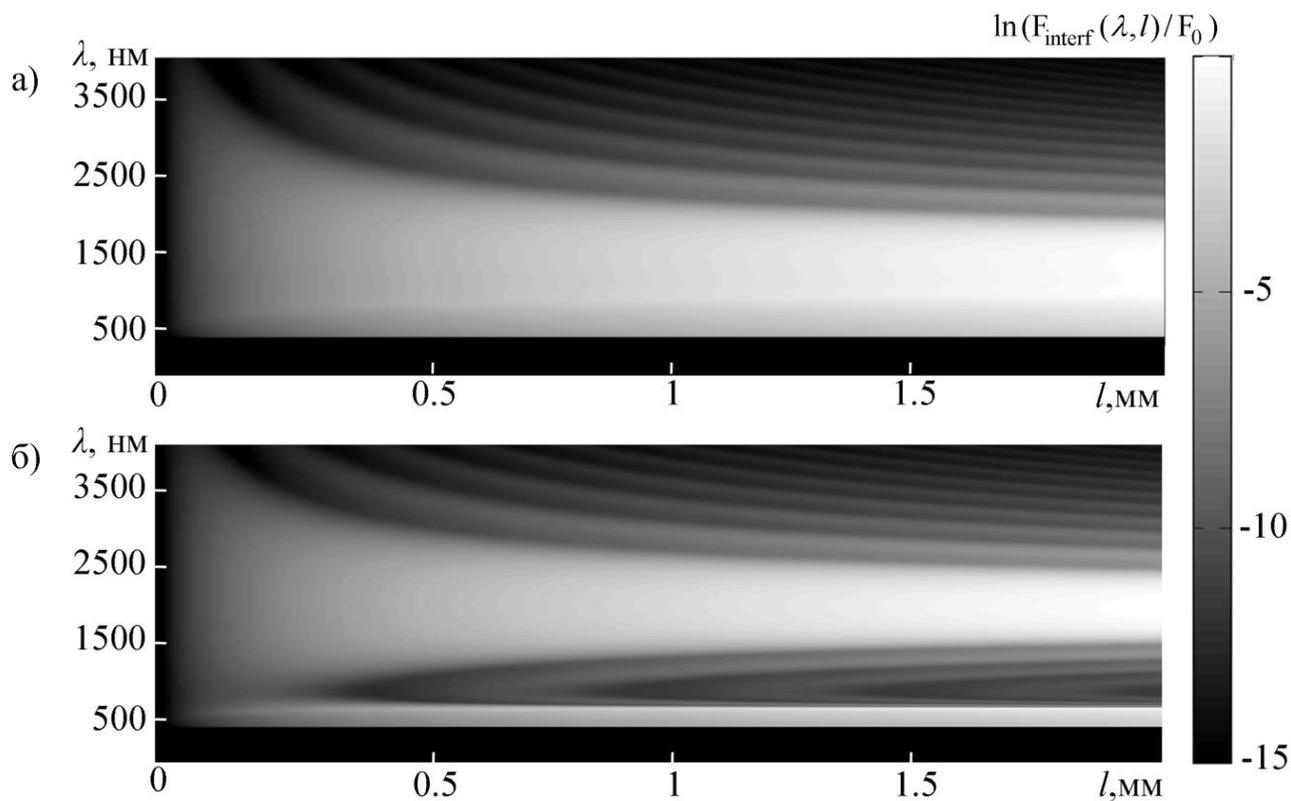


Рис. 4.13. Тоновые изображения трансформации интерференционного фактора $F_{\text{interf}}(\lambda, l)$ при увеличении протяженности излучающей области l для излучения на центральной длине волны $\lambda_0 = 1300$ нм (а) и 1900 нм (б). S_0 - нормировочная константа.

Так, для излучающей области протяженностью $l = 1$ мм в филаменте 1800-нм импульса на рис. 4.14 приведены экспериментальные $S_{\text{exp}}^{\text{vis}}(\lambda)$ и $S_{\text{exp}}^{\text{ir}}(\lambda)$ и численный $S_{\text{comp}}(\lambda)$ спектры суперконтинуума вместе с интерференционным фактором $F_{\text{interf}}(\lambda, l = 1 \text{ мм})$. Видно хорошее соответствие между численным $S_{\text{comp}}(\lambda)$ и экспериментально зарегистрированными $S_{\text{exp}}^{\text{vis}}(\lambda)$, $S_{\text{exp}}^{\text{ir}}(\lambda)$ спектрами и областями конструктивной интерференции $F_{\text{interf}}(\lambda, l = 1 \text{ мм})$, полученными аналитически.

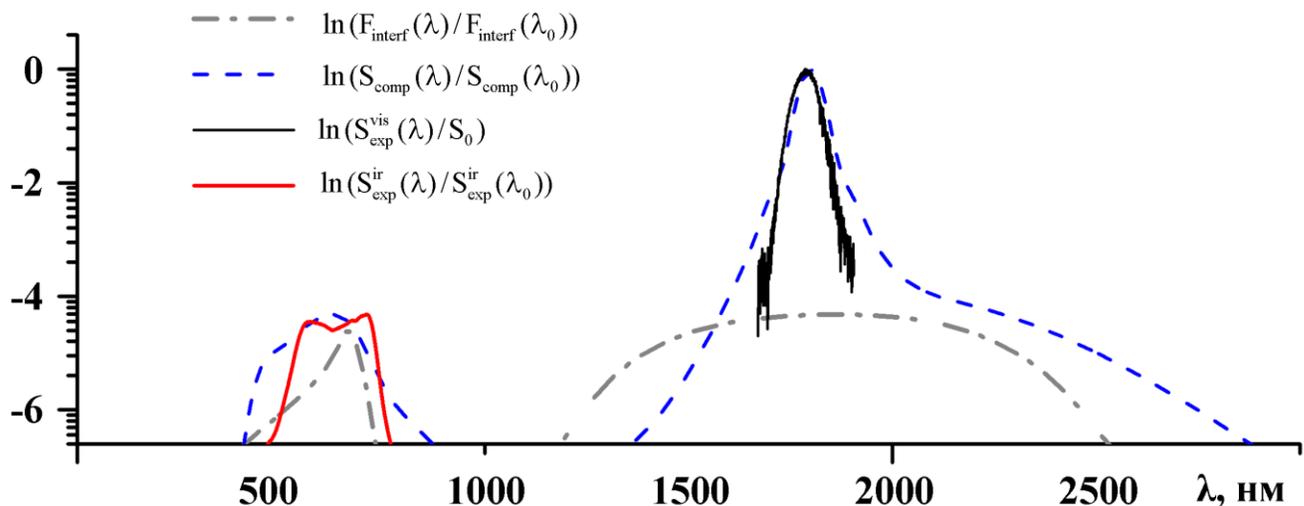


Рис. 4.14. Спектр суперконтинуума при импульсов на длине волны 1800 нм при протяженности излучающей области 1 мм. Непрерывные линии — экспериментально зарегистрированные спектры в ИК и видимом диапазонах, пунктирная линия — численное моделирование, точка-тире — интерференционный фактор. S_0 - нормировочная константа.

Для представления общей картины формирования высокочастотного крыла суперконтинуума рассмотрим интерференционный фактор $F_{\text{interf}}(\lambda, l = 1\text{мм})$, рассчитанный при филаментации импульсов с центральными длинами волн в диапазоне $\lambda_0 = 1200 \div 2300 \text{ нм}$. Зафиксируем длину излучающей области $l = 1 \text{ мм}$. Интерференционный фактор $F_{\text{interf}}(\lambda_0, \lambda, l = 1\text{мм})$, рассчитанный при изменении центральной длины волны падающего излучения λ_0 , дает представление о влиянии интерференции в формировании СК при различной дисперсии групповой скорости. Из рассчитанного набора интерференционных факторов получена "спектральная карта" интерференционного фактора $F_{\text{interf}}(\lambda_0, \lambda, l = 1\text{мм}) = F_{\text{interf}}(\lambda_0, \lambda)$ на плоскости (центральная длина волны λ_0 - спектральные компоненты суперконтинуума λ). На рис. 4.15 спектральная карта интерференционного фактора $F_{\text{interf}}(\lambda_0, \lambda)$ для видимой области спектра ($\lambda = 350 \div 1150 \text{ нм}$), рассчитанного при протяженности излучающей области l , равной 1 мм для всех длин волн λ_0 , приведена в сравнении со спектральной картой суперконтинуума $S_{\text{exp}}^{\text{vis}}(\lambda_0, \lambda)$, полученной экспериментально. Видно, что для падающего излучения с $\lambda_0 = 1200 \div 1500 \text{ нм}$ интерференционный максимум является широким, простираясь от центральных длин волн до видимой области спектра (рис. 4.11 а). При увеличении λ_0 максимум сдвигается в синюю

область спектра вместе с длиной волны отсечки интерференционного максимума антистоксовых компонент, его ширина уменьшается. Например, при центральной длине волны $\lambda_0 = 1800$ нм антистоксовое крыло СК лежит в полосе длин волн от 500 нм до 750 нм (см. штриховую линию на рис. 4.15 а), что близко к экспериментальному спектру в антистоксовой полосе, приведенному для сравнения на рис.4.14.

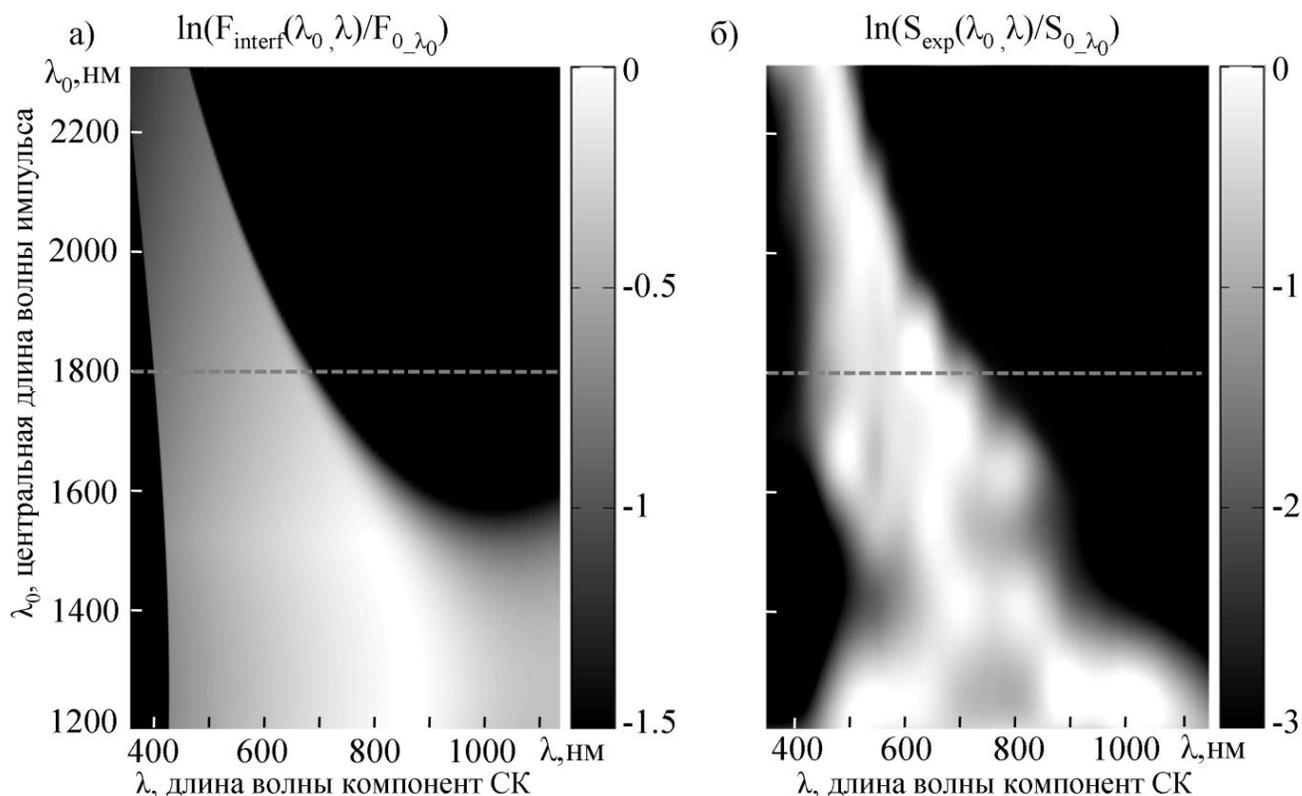


Рис. 4.15 Интерференционный фактор $F_{\text{interf}}(\lambda_0, \lambda)$ (а) и экспериментальная спектральная карта антистоксового крыла СК $S_{\text{exp}}^{\text{vis}}(\lambda_0, \lambda)$ (б) для излучения с центральными длинами волн $\lambda_0 = 1200 \div 2300$ нм при протяженности излучающей области филамента $l \sim 1$ мм. $F_{0_\lambda_0}, S_{0_\lambda_0}$ - нормировочные константы.

Спектральная карта антистоксового крыла СК, полученная экспериментально при регистрации спектра $S_{\text{exp}}^{\text{ir}}(\lambda_0, \lambda)$ для импульсов с центральными длинами волн $\lambda_0 = 1200 \div 2300$ нм при протяженности излучающей области филамента ~ 1 мм (рис. 4.15 б), качественно совпадает со спектральной картой интерференционного фактора $F_{\text{interf}}(\lambda_0, \lambda)$. Также, как и максимум в антистоксовой области спектра, полученный для интерференционного фактора, экспериментально зарегистрированное антистоксовое крыло СК смещаются в синюю область при увеличении центральной длины волны падающего излучения.

Таким образом, рассчитанный по интерференционной модели фактор $F_{\text{interf}}(\lambda_0)$ качественно совпадает со спектрами $S_{\text{comp}}(\lambda_0)$ и $S_{\text{exp}}^{\text{ir}}(\lambda_0)$, полученными численно и экспериментально. При этом существенно, что в интерференционном подходе спектр точечного источника СК предполагается равномерным во всей полосе длин волн независимо от порядка многофотонности K , и влияние центральной длины волны импульса λ_0 учитывается только в дисперсионном набеге фазы спектральных компонент суперконтинуума различных длин волн λ . Таким образом, только интерференция широкополосного когерентного излучения СК, генерируемого движущимся источником в филаменте, определяет формирование в условиях аномальной ДГС широкого минимума, отделяющего антистоксовое крыло от центральной длины волны излучения. Тогда как порядок многофотонности K , согласно анализу в п.4.2.1, определяет коротковолновую отсечку спектра СК. Заметим, что влияние многофотонности процесса генерации лазерной плазмы может быть учтено в интерференционной модели заданием вида и ширины спектра $\zeta_0(\theta, \lambda)$ точечного источника.

4.3 ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ

С помощью численного моделирования, экспериментального исследования и аналитического подхода показано, что формирование изолированного антистоксового крыла суперконтинуума в фемтосекундном импульсе на длине волны $\lambda_0 = 1200 \div 2100$ нм в плавном кварце является следствием особенностей филаментации в условиях аномальной ДГС. Влияние увеличения длины волны излучения λ_0 на спектр суперконтинуума определяется двумя факторами: первый - увеличение антистоксового уширения спектра, вызванное сильным увеличением крутизны хвоста импульса, обусловленный ростом порядка многофотонности K , второй - деструктивная интерференция широкополосного излучения суперконтинуума и формирование широкого минимума в полосе между изолированным антистоксовым крылом и уширенным спектром импульса. Независимо от характера ДГС величина антистоксового сдвига $\Delta_{as}\lambda$ излучения СК при филаментации возрастает с увеличением порядка многофотонности K процесса генерации лазерной плазмы. Увеличение крутизны заднего фронта импульса при высоком порядке многофотонности вызывает более высокочастотное обогащение его спектра при фазовой самомодуляции светового поля. В плавном кварце высокий порядок многофотонности генерации плазмы и связанный с ним большой антистоксовый сдвиг спектра СК, происходит при филаментации излучения на длинах

волн, которые лежат в области аномальной и нулевой ДГС. Поэтому при аномальной ДГС наблюдается значительный антистоксовый сдвиг в спектре СК. Образование при филаментации фемтосекундного излучения на длине волны $\lambda_0 = 1200 \div 2100$ нм в плавленом кварце широкого минимума в спектре СК, отделяющего его антистоксовое крыло от области в окрестности центральной длины волны, является результатом деструктивной интерференции широкополосного излучения суперконтинуума, которое генерируется в излучающей области конечной длины. При увеличении центральной длины волны излучения в условиях аномальной ДГС происходит уменьшение ширины антистоксового крыла СК и возрастание его сдвига в синюю область спектра.

ГЛАВА 5. СВЕТОВЫЕ ПУЛИ ПРИ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ФИЛАМЕНТАЦИИ

В настоящей главе представлены результаты численного и экспериментального исследования пространственно-временной трансформации фемтосекундного лазерного импульса при филаментации в плавленом кварце в условиях аномальной ДГС. Исследовано влияние аномальной ДГС на процесс локализации светового поля в пространстве и времени при филаментации. Численно предсказано и впервые экспериментально зарегистрировано в плавленом кварце образование световых пульс - локализованных в пространстве и времени областей с высокой интенсивностью светового поля - в фемтосекундном лазерном филаменте в условиях аномальной дисперсии для импульсов на длине волны 1800 нм. Материалы главы опубликованы в работах [П7-П10] .

5.1 ЭВОЛЮЦИЯ СВЕТОВОЙ ПУЛИ

Трансформация пространственно-временного распределения интенсивности $I(r, \tau)$ с расстоянием z в филаменте исследована численно на основе системы уравнений (2.1)-(2.16) для импульса на длине волны $\lambda_0 = 1900$ нм, которая лежит в области аномальной дисперсии групповой скорости плавленого кварца.

Начальная стадия филаментации импульса до образования лазерной плазмы определяется дифракцией, дисперсией и керровской нелинейностью. Параметрами подобия для этой стадии являются дифракционная длина $L_{\text{dif}} = k_0 a_0^2$, дисперсионная длина $L_{\text{dis}} = \tau_0^2 / k''_\omega$, где

$k''_\omega = \left. \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \right|_{\omega=\omega_0}$, и длина нелинейности $L_{\text{nl}} = 1 / (n_2 k_0 I_0)$, где I_0 - пиковая интенсивность

падающего излучения. Чтобы исключить при анализе влияние дифракции на филаментацию радиус пучка был фиксирован, таким образом $L_{\text{dif}} = \text{Const}$. При этом вклад дифракции мал, так как выполнено условие $L_{\text{dif}} \gg L_{\text{dis}}, L_{\text{nl}}$. Отношение пиковой мощности пучка $P_{\text{peak}} = \pi a_0^2 I_0$ к

критической мощности самофокусировки $P_{\text{cr}} = \frac{3,77 \pi n_0}{2 k_0^2 n_2}$ определяет параметр нелинейности

$R = P_{\text{peak}} / P_{\text{cr}}$, который также является постоянным при условии $L_{\text{dif}}, L_{\text{nl}} = \text{Const}$. Таким образом, единственным варьируемым параметром, определяющим начальную стадию филаментации, является параметр подобия $L_{\text{dis}} / L_{\text{nl}}$, характеризующий влияние ДГС.

Полудлительности импульсов по уровню e^{-1} выбраны $\tau_0 = 18$ fs, для которого отношение $L_{\text{dis}}/L_{\text{nl}} \cong 2$, что представляет "сильную" ДГС, и $\tau_0 = 36$ fs, для которого $L_{\text{dis}}/L_{\text{nl}} \cong 8$, что представляет "слабую" ДГС. Кроме того, для сравнительного анализа кратко рассмотрена трансформация интенсивности $I(r, t)$ при филаментации импульсов на длине волны $\lambda_0 = 400$ нм, которая лежит в области нормальной ДГС и на $\lambda_0 = 1300$ нм, которая лежит в области нулевой ДГС. Таким образом, условия распространения излучения в среде до нелинейного фокуса и образования плазмы различаются только длительностью импульса, и, следовательно, степенью влияния ДГС.

Таблица 5.1

Параметры излучения и среды

Длина волны λ_0 , нм	1900	1900	400	400	1300
k_2 , $\text{фс}^2 \cdot \text{см}^{-1}$	-800	-800	-23	975	975
Радиус в перетяжке a_0 , мкм	88	88	40	40	73
Параметр τ_0 , фс	18	36	20	40	40
Пиковая интенсивность I_0 , $\text{Вт}/\text{см}^2$	4.4×10^{11}	4.4×10^{11}	9.2×10^{10}	9.2×10^{10}	3×10^{11}
Энергия импульса W , мкДж	3.4	6.8	0.165	0.33	3.5
Критическая мощность самофокусировки P_{cr} , МВт	10.6	10.6	0.46	0.46	4.94
Дисперсионная длина L_{dis} , см	0.42	1.64	0.42	1.64	70.12
Порядок многофотонности K	14	14	3	3	10

Совпадающие параметры подобия для рассмотренных импульсов : дифракционная длина $L_{\text{dif}} = 3.7$ см , длина нелинейности $L_{\text{nl}} = 0.2$ см, параметр нелинейности $R = P/P_{\text{cr}} = 10$. Значения остальных параметров подобия и физических параметров рассмотренных импульсов приведены в таблице 5.1.

На длине волны $\lambda_0 = 400$ нм в плавленом кварце параметр $k_{\omega}'' = 975 \text{ фс}^2 \cdot \text{см}^{-1}$, что соответствует сильной нормальной дисперсии групповой скорости. На рис. 5.1 представлены пространственно-временные распределения интенсивности импульса $I(r, \tau)$ и соответствующие временные профили интенсивности $I(r=0, t)$ в системе координат, движущейся с групповой скоростью v_g , на выбранных расстояниях z от входа излучения в среду. На рис. 5.2 показано изменение с пройденным в среде расстоянием z временного профиля интенсивности на оси

распространения излучения $I(r=0, \tau, z)$ так же в системе координат, движущейся с групповой скоростью v_g , и зависимость концентрации электронов самонаведенной лазерной плазмы на оси импульса от пройденного в среде расстояния z . На обоих рисунках а) соответствует $L_{\text{dis}}/L_{\text{nl}} \cong 2$ а б) соответствует $L_{\text{dis}}/L_{\text{nl}} \cong 8$.

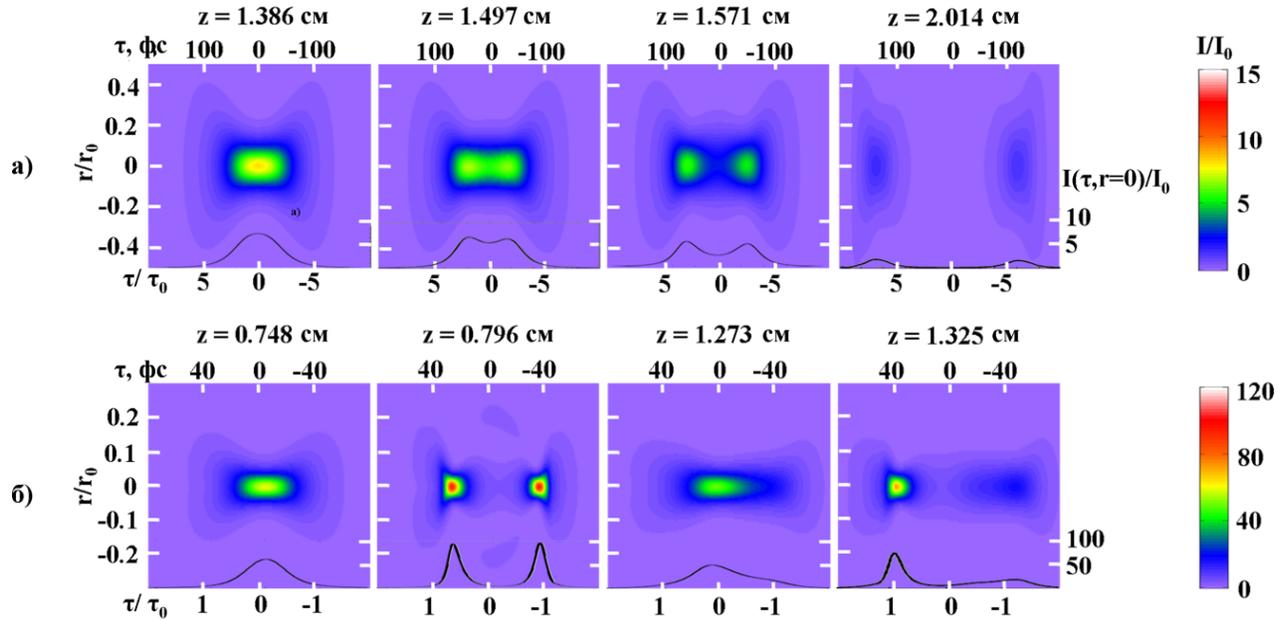


Рис. 5.1. Пространственно-временное распределение интенсивности $I(r, \tau)$ и временные профили интенсивности $I(\tau, r=0)$ импульса с центральной длиной волны $\lambda_0 = 400$ нм при филаментации в плавленом кварце; z - координата вдоль оси распространения излучения, I_0 - начальная пиковая интенсивность, $r_0 = 40$ мкм - начальный радиус, τ_0 - начальная полудлительность импульса по уровню e^{-1} . а) $\tau_0 = 20$ фс ; б) $\tau_0 = 40$ фс. Отрицательные значения по временной координате соответствуют переднему фронту импульса.

Для импульсов с $\tau_0 = 20$ фс $L_{\text{dis}}/L_{\text{nl}} \cong 2$. Излучение испытывает сильное дисперсионное расплывание, которое останавливает самофокусировку (рис. 5.1 а), поэтому максимальная пиковая интенсивность превышает начальную не более, чем в 10 раз. Концентрация электронов в самонаведенной лазерной плазме невелика и составляет менее $10^{-5} N_0$ (рис. 5.2 а). Роль плазменной дефокусировки в насыщении интенсивности при самофокусировке невелика по сравнению с дисперсионным расплыванием.

Область высокой интенсивности излучения $I(r=0, \tau, z)$ (рис. 5.2а) распадается на два "крыла", идущие под углом к оси распространения излучения, что иллюстрирует распад импульса на два субимпульса (рис. 5.1а, $z = 1.571$), скорости которых отличаются от групповой скорости начального импульса v_g . В среде с положительной нелинейностью n_2 импульс приобретает положительную фазовую самомодуляцию — частота в импульсе нарастает от

переднего фронта к хвосту. Нормальная ДГС неизбежно приводит к распаду такого импульса. Групповые скорости субимпульсов $v_{1,2}$ оценивались исходя из того, насколько в бегущей системе координат разлетались по времени $\Delta\tau_{1,2}$ субимпульсы, проходя в среде расстояние Δz :

$$v_{1,2} = \frac{\Delta z - \Delta\tau_{1,2}v_g}{\Delta z/v_g}. \text{ Скорость первого субимпульса } v_1 \text{ больше групповой скорости импульса } v_g$$

на длине волны $\lambda_0 = 400$ нм и равна $v_1 \approx 1.001 v_g$, скорость второго субимпульса меньше и равна $v_2 \approx 0.9987 v_g$. Длительность субимпульсов по полувысоте составляет ~ 40 фс.

Таким образом, в условиях сильной нормальной ДГС временной фактор дисперсионного расплывания импульса является доминирующим в процессе насыщения роста интенсивности в филаменте.

Энергия импульса с $\tau_0 = 40$ фс превышает энергию импульса с $\tau_0 = 20$ фс в 2 раза. Нелинейная длина остается той же, а дисперсионная увеличивается в 4 раза : $L_{\text{dis}}/L_{\text{nl}} \cong 8$. Таким образом мы видим более яркое проявление Керровской нелинейности. В этом случае максимальная пиковая интенсивность после самофокусировки в 100 раз превышает начальную (рис. 5.1 б). Нормальная дисперсия приводит к распаду импульса на субимпульсы, как и в предыдущем случае, но при существенном увеличении интенсивности про самофокусировке. Характерным отличием этого режима является продолжение самофокусировки каждого из субимпульсов после распада. В результате, оба импульса являются высококонтрастными, концентрация электронов оказывается больше, достигая значений $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$. При этом формирование плазменных каналов (рис. 5.2 б) с немонотонными профилями концентрации электронов происходит именно потому, что после распада импульса, второй субимпульс достигает максимальной пиковой интенсивности позже первого субимпульса. Кроме того, в условиях $L_{\text{dis}}/L_{\text{nl}} \cong 8$ происходит рефокусировка импульса, при которой дефокусированное плазмой излучение в центральном временном слое вновь самофокусируется (рис. 5.1 б, $z = 1.273$ см). После рефокусировки излучения происходит формирование второго плазменного канала, образуется цепочка из двух последовательных соосных областей с высокой концентрацией самонаведенной электронной плазмы (рис. 5.2 б). Рефокусированное излучение также распадается во времени на два субимпульса. Вторая область высокой интенсивности излучения $I(r=0, \tau, z)$ в результате распада импульса на субимпульсы после рефокусировки, имеет два расходящихся по временной координате "крыла". Минимальная длительность

субимпульсов в этом режиме меньше и составляет ~ 10 фс. Скорость первого субимпульса v_1 больше групповой скорости импульса v_g и равна $v_1 \approx 1.0013 v_g$, скорость второго субимпульса меньше и равна $v_2 \approx 0.9856 v_g$. Согласно групповым скоростям образованных субимпульсов, спектр первого из них смещен в красную область, а спектр отстающего в синюю область, относительно центральной длины волны импульса.

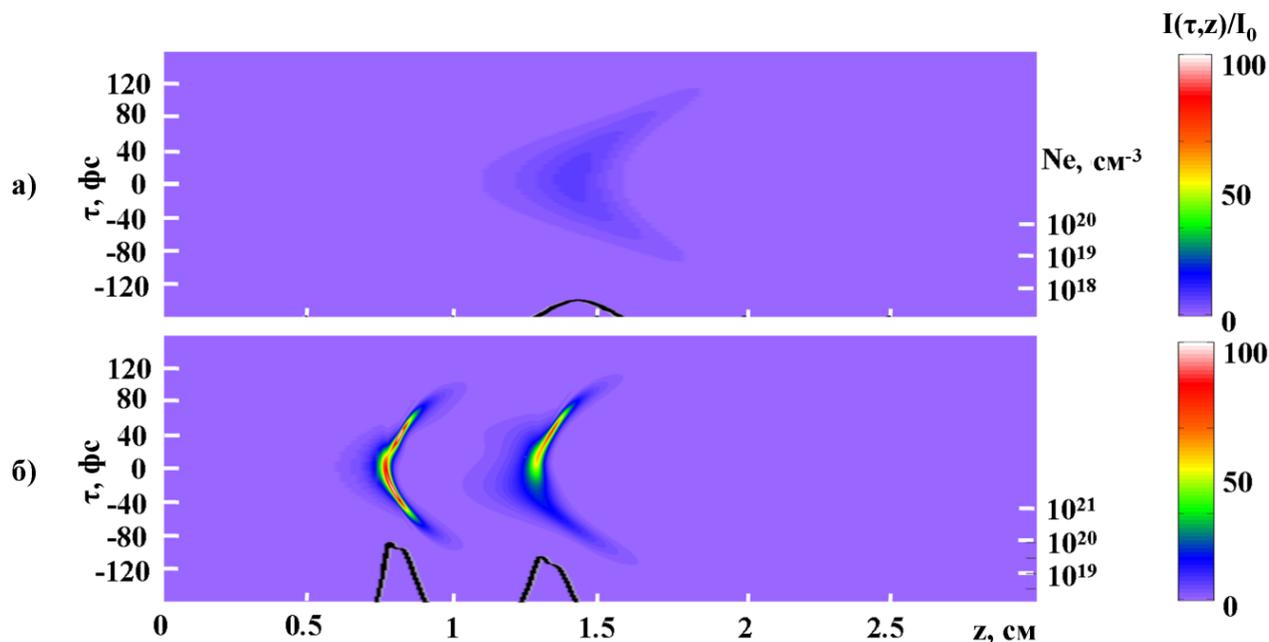


Рис. 5.2. Эволюция временного профиля интенсивности $I(\tau=0, \tau, z)$ на длине волны $\lambda_0 = 400$ нм и концентрация электронов $Ne(z)$ самонаведенной лазерной плазмы на оси излучения при филаментации в плавленом кварце. Полудлительность импульсов а) $\tau_0 = 20$ фс; б) $\tau_0 = 40$ фс.

Таким образом, в условиях слабой нормальной ДГС ($L_{dis}/L_{nl} \cong 8$) пространственный фактор становится доминирующим в процессе филаментации: дефокусировка в лазерной плазме ограничивает рост интенсивности, а Керровская самофокусировка в свою очередь, вызывает рост интенсивности в субимпульсах и возникновение рефокусировки излучения, что приводит к формированию последовательности соосных плазменных каналов.

При рассмотрении режима филаментации в условиях нормальной ДГС для случаев $L_{dis}/L_{nl} \cong 2$ и $L_{dis}/L_{nl} \cong 8$ показано, что нормальная ДГС является фактором, который существенно влияет на процесс филаментации. С уменьшением дисперсионной длины старт филамента происходит на большем расстоянии от входа в среду вследствие уменьшения пиковой мощности при дисперсионном расплывании, снижаются интенсивность в филаменте и концентрация электронов в плазменном канале, подавляется рефокусировка излучения.

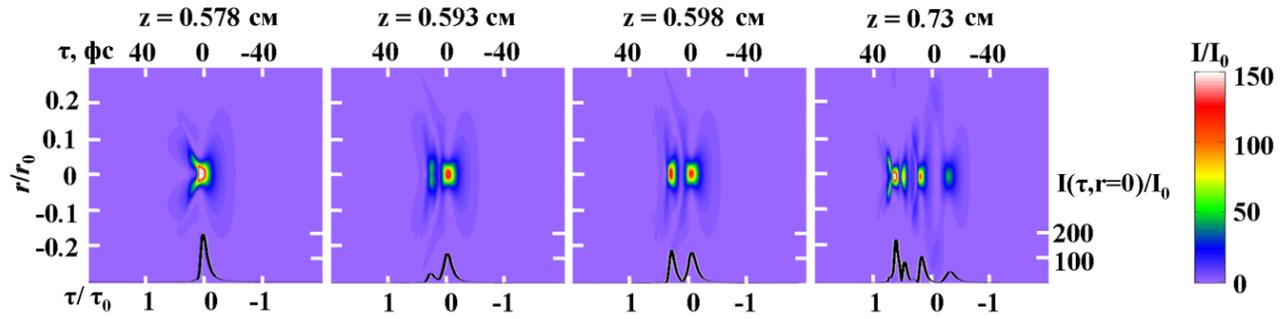


Рис. 5.3. Пространственно-временное распределение интенсивности $I(r, \tau)$ и временные профили интенсивности $I(r=0, \tau)$ импульса с центральной длиной волны $\lambda_0 = 1300$ нм при филаментации в плавленом кварце; z - координата вдоль оси распространения излучения, I_0 - начальная пиковая интенсивность, $r_0 = 70$ мкм - начальный радиус, $\tau_0 = 40$ фс - начальная полудлительность импульса по уровню e^{-1} .

Рассмотрим теперь распространение импульса на длине волны $\lambda_0 = 1300$ нм, для которой дисперсия групповой скорости в плавленом кварце близка к нулю ($k''_{\omega} = -23 \text{ фс}^2 \cdot \text{см}^{-1}$). В этом случае $L_{\text{dis}} \gg L_{\text{nl}}, L_{\text{d}}$. На рис. 5.3 представлено изменение пространственно-временного распределения интенсивности $I(r, \tau)$ с расстоянием z в системе координат, движущейся с групповой скоростью импульса v_g . На рис. 5.4 представлено изменение временного профиля интенсивности $I(r=0, \tau, z)$ на оси импульса с расстоянием z в системе координат, движущейся с групповой скоростью импульса v_g и концентрация электронов на оси импульса $N_e(z)$. Старт филамента при заданных параметрах импульса происходит на расстоянии $z_f = 0.6$ см, при котором пиковая интенсивность импульса увеличилась более, чем в 150 раз. При нулевой дисперсии групповой скорости область локализации энергии в распределении $I(r=0, \tau, z)$, соответствующая основному импульсу, является практически параллельной оси z на плоскости (τ, z) (рис. 5.4). Это означает, что вследствие нулевой ДГС импульс является неподвижным в системе координат, движущейся с групповой скоростью близкой к v_g .

Образование максимумов на хвосте импульса, как следует из анализа пространственно-временного распределения интенсивности $I(r, \tau)$, вызвано не дисперсионным распадом импульса, а происходит в результате стягивания к оси вследствие Керровской самофокусировки хвостовой части импульса, испытавшей дефокусировку в плазме. Действительно, широкий хвост импульса, возникший при дефокусировке (рис. 5.3, $z = 0.578$ см) исчез, так как он стянулся при самофокусировке к оси (рис. 5.3, $z = 0.593$ см), и образовал второй максимум интенсивности (рис. 5.3, $z = 0.598$ см). Хвост второго пика также дефокусируется в

самонаведенной плазме, а затем вновь самофокусируется. Этот процесс продолжается, образуя во времени последовательность пиков на некотором расстоянии z . Такая последовательность пиков в импульсе образуется на расстоянии z в интервале от 0.7 см до 1.2 см.

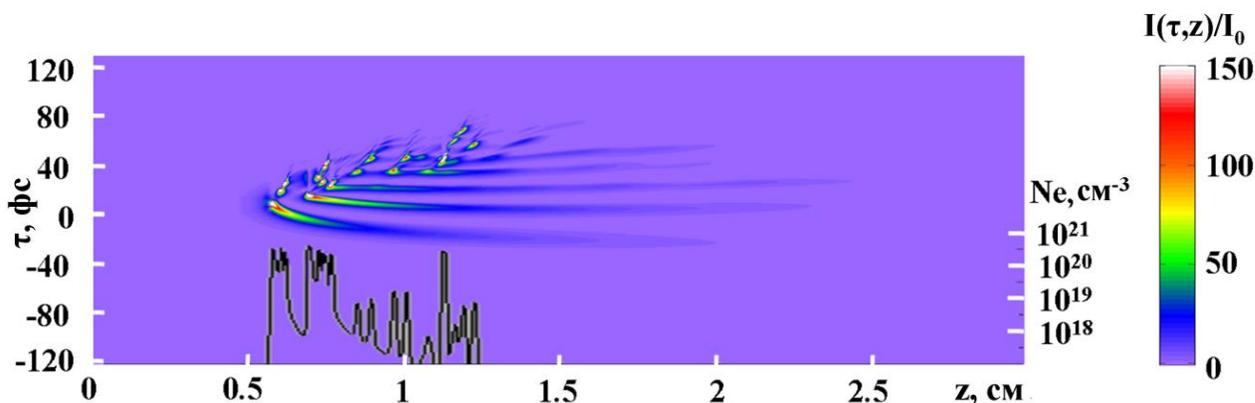


Рис. 5.4 Эволюция временного профиля интенсивности $I(r=0, \tau, z)$ на длине волны $\lambda_0 = 1300$ нм и концентрация электронов $Ne(z)$ самонаведенной лазерной плазмы на оси излучения при филаментации в плавленом кварце.

Ионизация среды приводит к формированию плазменного канала на расстоянии $z_f = 0.6$ см от входа в среду, полная протяженность которого составляет около 0.7 см (рис. 5.4). Концентрация электронов на оси распространения излучения ($r=0$) $Ne(z)$ достигает значений $\sim 10^{21}$ см $^{-3}$ и немонотонно меняется вдоль плазменного канала. На профиле концентрации электронов $Ne(z)$ видны максимумы, где первый из них соответствует вкладу в ионизацию среды основного импульса, а следующие — совместному вкладу основного импульса и областей локализации энергии в пичках импульса на его хвосте.

Таким образом, при нулевой ДГС пиковая интенсивность в нелинейном фокусе (рис. 5.3: $z = 0.578$ см) составляет $\sim 200I_0$ и длительность импульса ~ 5 фс. Формирование многопикового профиля интенсивности во времени происходит из-за пространственного эффекта самофокусировки мощного, дефокусированного плазмой, хвоста импульса. Каждый из дополнительных пиков имеет продолжительность около $2 \div 4$ фс и максимальную интенсивность не превышающую $150I_0$.

В области аномальной ДГС совершенно иная картина пространственно-временной трансформации излучения, по сравнению с рассмотренными выше. В результате нелинейного взаимодействия излучения со средой, при распространении импульса образуется последовательность пространственно-временных локализаций светового поля - «световых пуль». Каждая «световая пуля» начинает формироваться в центральных временных слоях

импульса (рис. 5.5 а) $z = 0.498$ см; б) $z = 0.461$ см). Самофокусирующаяся область высокой интенсивности излучения изменяет свою групповую скорость $v \approx 0.9994 v_g$ и начинает отставать, смещаясь к хвосту импульса.

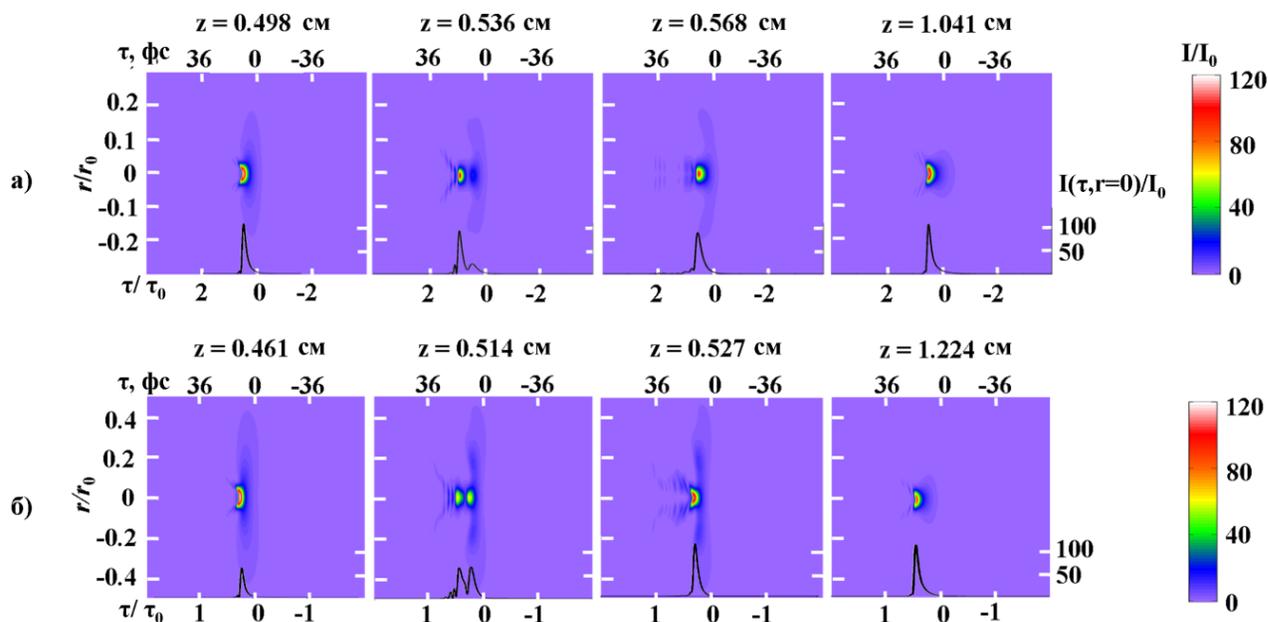


Рис. 5.5 Пространственно-временное распределение интенсивности $I(r, \tau)$ и временные профили интенсивности $I(r=0, \tau)$ импульса на длине волны $\lambda_0 = 1900$ нм при филаментации в плавленом кварце ; $r_0 = 90$ мкм. а) $\tau_0 = 18$ фс ; б) $\tau_0 = 36$ фс.

Как показал дополнительно проведенный анализ, отставание самосфокусировавшейся области соответствует изменению спектрального состава излучения в результате его сильной фазовой самомодуляции. Пиковая интенсивность при этом достигает значений $\sim 120 I_0$, радиус уменьшается до ~ 6 мкм. Смещаясь к хвосту, пик интенсивности уменьшается, тогда как в центральных временных слоях начинается новая самофокусировка излучения (рис. 5.5 а) $z = 0.536$ см; б) $z = 0.514$ см). Сфокусированное излучение также начинает отставать по времени и цикл повторяется заново (рис. 5.5 а) $z = 0.568$ см; б) $z = 0.527$ см), пока в центральных временных слоях находится достаточно мощности для новой фокусировки, что поддерживается аномальной дисперсией, при которой мощность с хвостов импульса стекается к его центру, увеличивая пиковую величину. В последовательности фокусировок, каждая «световая пуля» достигает мощность $\sim 2P_{cr}$, и энергию ~ 0.3 мкДж, а минимальная длительность излучения ~ 10 фс, что составляет около 2 периодов осцилляций поля при данной длине волны.

При длине нелинейности значительно меньшей дисперсионной длины $L_{dis}/L_{nl} \cong 8$ (рис. 5.6 б), происходит практически непрерывная череда фокусировок в центральных временных слоях, образуя последовательность более десяти «световых пульс». Формируемый

плазменный канал имеет протяженную область порядка 5 мм, где высокая концентрация электронов мало меняется с расстоянием. Энергия импульса при $\tau_0 = 36$ фс в 2 раза превосходит энергию импульса при $\tau_0 = 18$ фс, что соответствует увеличению вдвое числа самофокусировок и, следовательно, «световых пуль». На расстоянии 1 см от входа в среду режим формирования и распространения «световых пуль» становится близким к периодическому, при этом минимальная длительность излучения составляет ~ 10 фс, пиковая интенсивность в «световой пуле» составляет $5 \cdot 10^{13}$ Вт/см², и мощность, как и в режиме с меньшей энергией импульса, ~ 2 Вт.

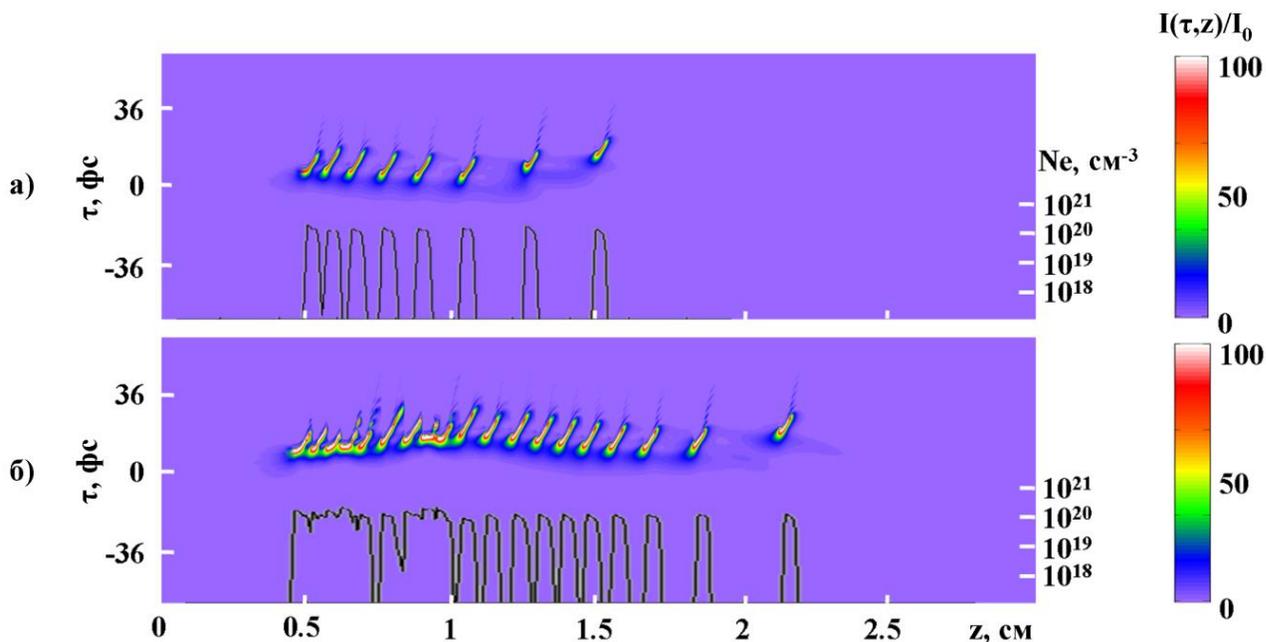


Рис. 5.6 Трансформация временного профиля импульса $I(\tau = 0, \tau, z)$ и концентрация самонаведенной лазерной плазмы $Ne(z)$ вдоль оси распространения z при филаментации импульса на длине волны $\lambda_0 = 1900$ нм. а) $\tau_0 = 18$ фс ; б) $\tau_0 = 36$ фс.

Таким образом, при аномальной дисперсии образуется последовательность световых пуль, возникновение которых обусловлено совместным проявлением временного и пространственного факторов. В этом случае происходит перекачка мощности с хвоста и переднего фронта импульса к центру, вызванная аномальной дисперсией в условиях положительной фазовой модуляции и последующее пространственное сжатие временных слоев вследствие самофокусировки.

5.2 СПЕКТР ИМПУЛЬСА ПРИ ФОРМИРОВАНИИ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ СВЕТОВЫХ ПУЛЬ

В данном разделе представлен анализ одновременной пространственно-временной и спектральной трансформации импульсного излучения в процессе образования световой пули с центральной длиной волны $\lambda_0 = 1900$ нм. Энергия начального импульса составляет $W = 3.77$ мкДж и пиковая интенсивностью $I_0 = 2.7 \times 10^{11}$ Вт/см². В процессе филаментации в плавленом кварце излучения с рассматриваемыми параметрами происходит квазипериодическая локализация светового поля в пространстве и времени, в результате чего формируется вдоль направления распространения последовательность «световых пуль» (рис. 5.7 б).

До образования «световых пуль» спектр излучения $S_{\text{comp}}(\lambda)$ монотонно и симметрично уширяется вокруг центральной длины волны λ_0 . Появление каждой «световой пули» с высокой плотностью энергии неразрывно связано сильной фазовой самомодуляцией светового поля, вызывающей уширение спектра (рис. 5.7 а). Высокая интенсивность светового поля в пуле вызывает генерацию лазерной плазмы, что отражает зависимость концентрации электронов на оси $N_e(z)$ вдоль филамента. Поэтому положение и протяженность плазменных каналов совпадает с областями образования «световых пуль», которые можно рассматривать как излучающие области суперконтинуума в филаменте. На расстоянии z , где появляется каждая новая «световая пуля», происходит генерация излучения СК, простирающегося в антистоксовую область вплоть до 300 нм. При этом спектр СК $S_{\text{comp}}(\lambda)$, который генерирует каждая пуля в месте своего зарождения, является монотонно уширенным вокруг центральной длины волны. В спектре сформированной пули с высокой крутизной заднего фронта увеличивается уширение в высокочастотную область.

На рис. 5.7 антистоксовое уширение спектра при образовании «световых пуль» демонстрируют тонкие вертикальные полосы между центральной длиной волны 1900 нм и изолированной антистоксовой областью. «Выбросы» спектральных компонент в видимом диапазоне спектра, соответствующие образованию очередной «световой пули», отчетливо видны в интервале от 0.95 см до 1.75 см.

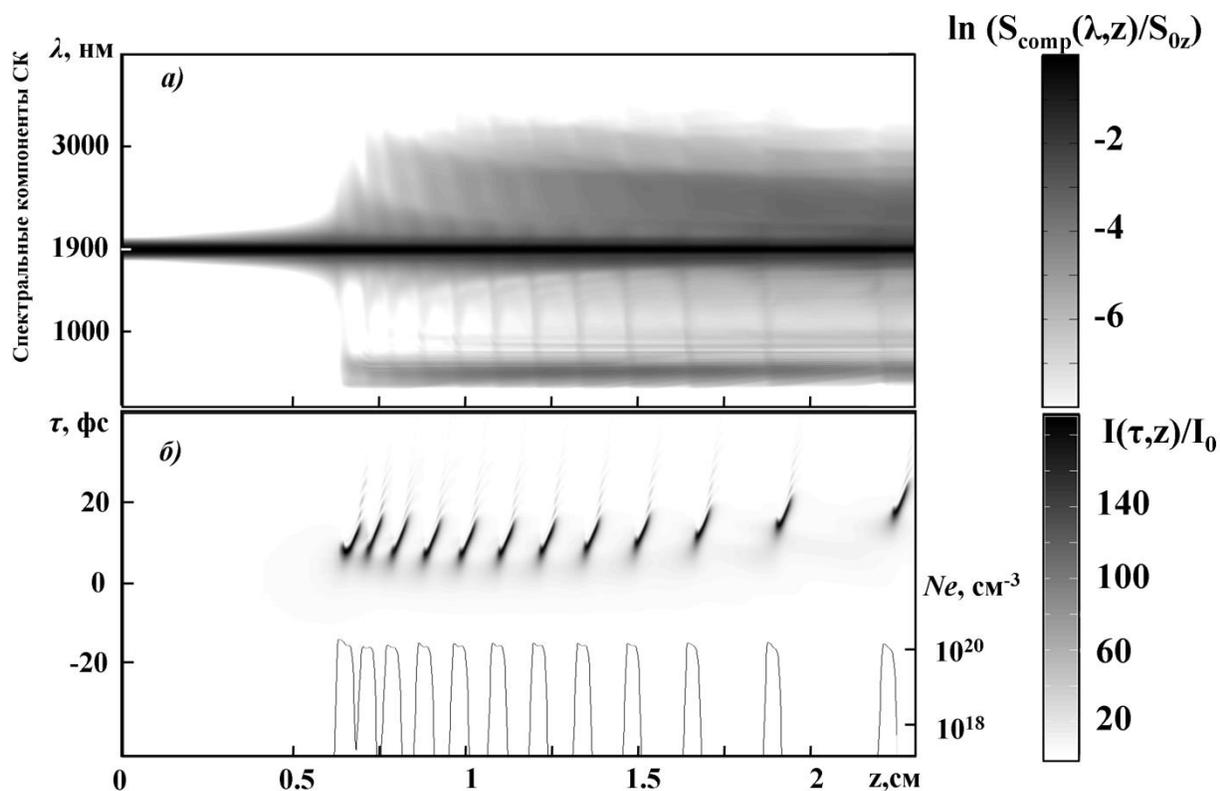


Рис. 5.7 а) Тоновые картины изменения с расстоянием z спектра импульса $S_{\text{comp}}(\lambda, z)/S_{0z}$;
 б) Формы импульса $I(\tau, z)/I_0$ на оси ($r = 0$). Непрерывной линией внизу изображена концентрация электронов лазерной плазмы $N_e(z)$ на оси в зависимости от расстояния. Длина волны $\lambda_0 = 1900$ нм, пиковая мощность $P_{\text{peak}} = 53$ МВт, половина длительности (по уровню e^{-1}) 40 фс, радиус пучка 80 мкм. S_{0z} - нормировочная константа.

В процессе распространения и исчезновения «световая пуля» генерирует суперконтинуум на длине своего существования и в спектре $S_{\text{comp}}(\lambda)$ формируется минимум шириной около 1000 нм, разделяющий центральную часть спектра и высокочастотное (антистоксовое) крыло, которое лежит в окрестности 600 нм. С увеличением числа образовавшихся пуль возрастает интенсивность спектральных компонент антистоксового крыла, в его спектре появляется интерференционная модуляция. Механизм формирования антистоксового крыла в спектре световой пули подобен формированию резонансного излучения при распространении солитонов в волноводах [184], а так же с генерацией синей части спектра ультракороткого импульса, распространяющегося в оптическом волокне в условиях аномальной ДГС [102].

5.3 ТРАНСФОРМАЦИЯ ДЛИТЕЛЬНОСТИ СВЕТОВОЙ ПУЛИ

Появление «световых пуль» длительностью в несколько периодов светового поля, которое предсказывало численное моделирование филаментации излучения на длинах волн в области аномальной дисперсии плавленого кварца, требовало экспериментального подтверждения. Результаты численного моделирования были использованы для планирования экспериментальной регистрации формирования «световых пуль» филамента. Как видно из результатов численного моделирования, наибольшая компрессии излучения во времени происходит в приосевой области филамента. На периферии пучка остается протяженная во времени область невысокой интенсивности. Поэтому для измерения длительности «световой пули» с высокой плотностью энергии необходимо диафрагмирование приосевой области пучка. В результате, в измерениях длительности будет использоваться излучение $\langle I(\tau, r) \rangle_D$, усредненное по сечению селектирующей диафрагмы. Эффективная форма световой пули во времени $\langle I(\tau) \rangle_D$, получаемая усреднением по апертуре диаметра D , определялась выражением:

$$\langle I(\tau) \rangle_D = 2 \int_0^{D/2} I(\tau, r) r dr / (D/2)^2 \quad (5.1)$$

Определение эффективной формы пули иллюстрирует рис. 5.8. В качестве примера на рис. 5.8 а изображены области интегрирования для используемых в эксперименте диафрагм, распределение интенсивности $I(r_x, r_y)$ в поперечном сечении световой пули для временного слоя $\tau = 12\text{фс}$ (рис. 5.8 а), пространственно-временное распределение интенсивности $I(r_x, \tau)$ (рис. 5.8 б) на расстоянии 2см, где появляется световая пуля. Видно, что приосевая область пучка в филаменте, имеющая наименьшую длительность, значительно меньше апертуры используемых диафрагм. С увеличением диаметра диафрагмы возрастает вклад периферии пучка, в которой временное сжатие импульса невелико. Диафрагма диаметром 100 мкм пропускает больше излучения на периферии пучка по сравнению с диафрагмой диаметром 50 мкм и эффективная форма световой пули становится шире с увеличением ее диаметра.

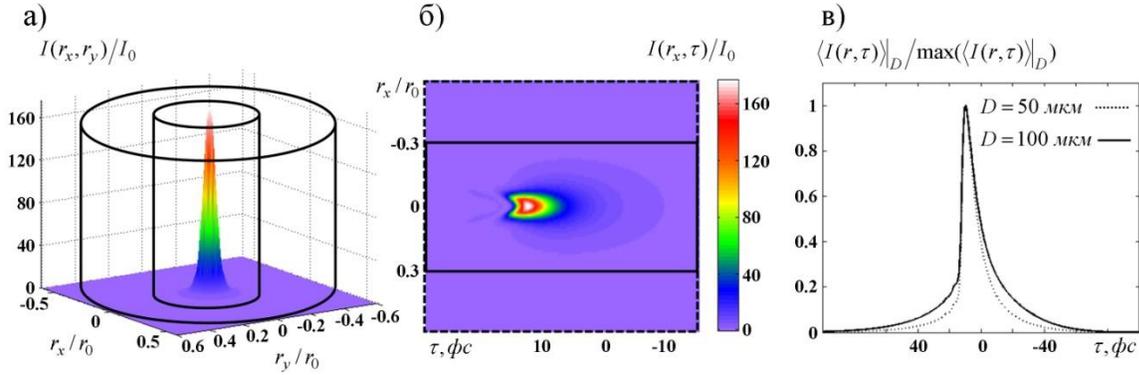


Рис 5.8. Пространственное распределение интенсивности $I(r_x, r_y)$ в поперечном сечении световой пули для временного слоя $\tau = 12$ фс (а); Пространственно-временное распределение интенсивности $I(r_x, \tau)$ импульса и границы интегрируемых областей (б); формы световых пуль $\langle I(\tau) \rangle_D / \max \langle I(\tau) \rangle_D$ при селектирующей диафрагме 50 мкм и 100 мкм (в). Усредненные длительности световой пули при 50- и 100-мкм диафрагмах 11 фс и 15 фс соответственно. Длина волны 1800 нм, энергия 3 мкДж, начальная пиковая интенсивность $I_0 = 3 \cdot 10^{11}$ Вт/см², начальный радиус $r_0 = 80$ мкм, длина распространения $z = 0.77$ см.

Изменение эффективной формы пули $\langle I(\tau) \rangle_D$, вычисленной для двух диафрагм: $D = 50$ мкм и 100 мкм, показаны на рис. 5.8 в. В сравнении с гауссовым импульсом, световая пуля имеет широкие крылья, крутой передний фронт ($\tau < 0$) и ударную волну на хвосте ($\tau > 0$).

Экспериментальная методика регистрации длительности световых пуль основана на автокорреляционных измерениях излучения выделенного селектирующей диафрагмой. Численно была определена связь трансформации эффективной формы импульса $\langle I(\tau, z) \rangle_D$ при селектирующей диафрагме $D = 50$ мкм вдоль оси распространения z с изменением ширины ее автокорреляционной функции $J_{\text{сог}}^{\text{comp}}(\tau, z)$ при формировании световой пули в филаменте $J_{\text{сог}}^{\text{comp}}(\tau, z) = \int \langle I(\tau', z) \rangle_D \langle I(\tau' - \tau, z) \rangle_D dt'$. Длительность импульса при формировании световой пули $\tau_{\text{pulse}}^{\text{comp}}(z)$ (FWHM) и ширина автокорреляционной функции $\tau_{\text{сог}}^{\text{comp}}(z)$ (FWHM) в зависимости от пройденного импульсом расстояния z получены для эффективной временной формы излучения, выделенного диафрагмой $\langle I(\tau, z) \rangle_D$ (рис 5.9).

В процессе формирования световой пули длительность эффективной формы импульса $\tau_{\text{pulse}}^{\text{comp}}(z)$ уменьшается от значения начальной длительности импульса 50 фс до длительности световой пули 11 фс (рис 5.9, верхняя непрерывная кривая), ширина автокорреляционной функции $\tau_{\text{сог}}^{\text{comp}}(z)$ - уменьшается от 70 фс для начального импульса до 23 фс в световой пуле

(рис 5.9, верхняя пунктирная кривая). Параметр $k(z) = \tau_{\text{pulse}}^{\text{comp}}(z) / \tau_{\text{cont}}^{\text{comp}}(z)$ определяет изменение отношения длительности световой пули к ширине ее автокорреляционной функции в процессе формирования. На входе в среду ($z = 0.01$ см) импульс имеет гауссову форму и $k(z \approx 0) = 0.7$ (рис 5.9, кривая в среднем окне). В процессе формирования световой пули эффективная форма импульса $\langle I(\tau, z) \rangle_D$ меняется значительно, $k(z)$ уменьшается с расстоянием z . Минимальная длительность световой пули достигалась на расстоянии $z = 0.77$ см и соответствует $k = 0.5$. Дальнейшее распространение световой пули вдоль z приводит к сдвигу ее на хвост импульса и началу формирования новой пули в центральных временных слоях, что видно по эффективной форме $\langle I(\tau, z) \rangle_D$ и вызывает увеличение ее длительности $\tau_{\text{pulse}}^{\text{comp}}(z)$ и уменьшению $k(z)$ до 0.44.

Значительное уменьшение с расстоянием z параметра $k(z)$, связывающего длительность эффективной формы импульса $\tau_{\text{pulse}}^{\text{comp}}(z)$ с шириной ее автокорреляционной функции $\tau_{\text{cont}}^{\text{comp}}(z)$, является следствием существенного изменения формы импульса при формировании световой пули. Из эффективной формы импульса при появлении световой пули приведенной внизу рис. 5.9, видно, что первоначальная гауссова форма импульса трансформируется в существенно несимметричную форму световой пули: передний фронт световой пули значительно менее крутой, нежели ее хвост. Таким образом, при обработке результатов экспериментальных измерений необходимо использовать рассчитанный параметр $k(z)$, который отличается от его значения для обычно используемого в измерениях гауссового импульса.

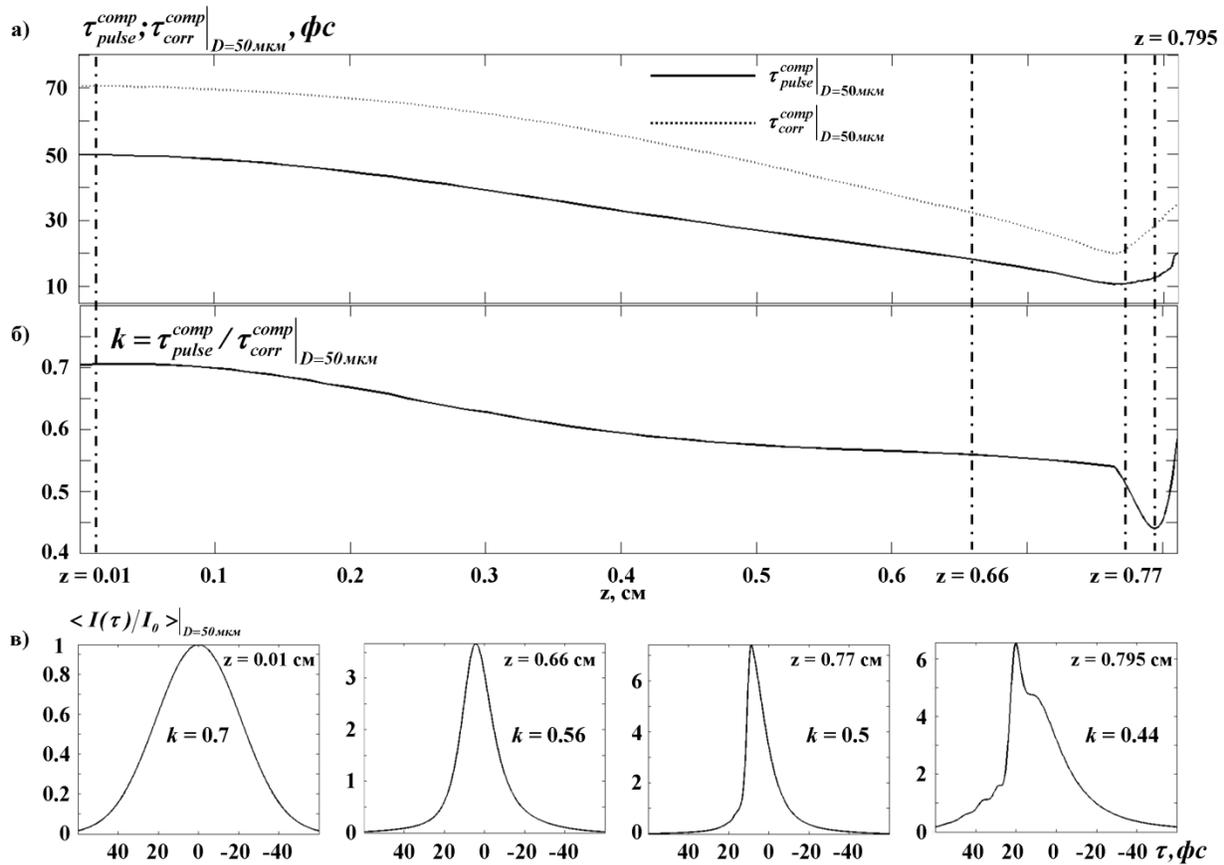


Рис 5.9. а) Эволюция с пройденным расстоянием z длительности эффективной формы световой пули $\tau_{1/2}^{comp}(z)$ (сплошная линия), ширина автокорреляционной функции $\tau_{corr}^{comp}(z)$ (пунктирная линия); б) параметра $k(z) = \tau_{1/2}^{comp} / \tau_{corr}^{comp}$ при формировании световой пули фемтосекундного филамента в плавленом кварце. Диаметр селективирующей диафрагмы 50 мкм.

в) Эффективные формы импульса $\langle I(\tau) \rangle_D / \max \langle I(\tau) \rangle_D$ усредненные по 50-мкм диафрагме на выбранных расстояниях распространения z : $z = 0.01$ см - импульс на входе в среду; второй: $z = 0.66$ см - начало самокомпрессии импульса; $z = 0.77$ см - появление световой пули; $z = 0.794$ см - световая пуля сдвинулась к хвосту импульса; $z = 0.794$ см - отношение длительности импульса к ширине его автокорреляционной функции достигает минимального значения, $z = 0.794$ см.

Длина волны импульса $\lambda_0 = 1800$ нм, энергия $W = 3$ мкДж, начальная пиковая интенсивность $I_0 = 3 \times 10^{11}$ Вт/см².

5.4 ВОПРОС О СПЕКТРАЛЬНОЙ ОГРАНИЧЕННОСТИ СВЕТОВОЙ ПУЛИ

Каждая световая пуля является источником широкополосного когерентного суперконтинуума. На рис.5.10 изображены в полулогарифмической шкале тоновая картина интенсивности компонент частотно-углового спектра $S(\theta, \lambda)$ и распределение интенсивности спектральных компонент $S(\lambda) = \int S(\theta, \lambda) d\theta$.

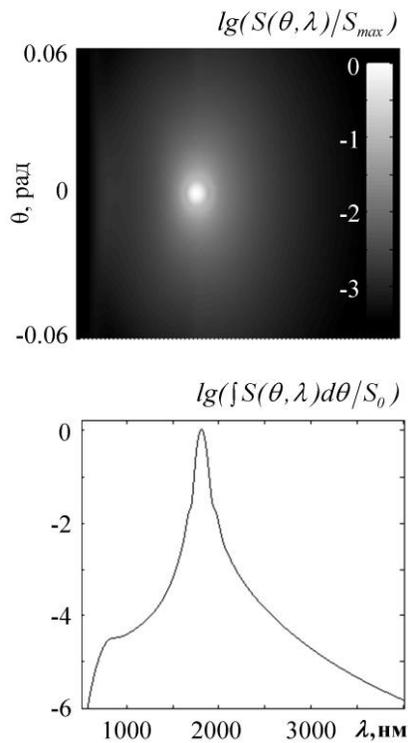


Рис.5.10 Спектральные характеристики световой пули. Частотно-угловой спектр СК $S(\theta, \lambda)$ (сверху) и частотный спектр СК $S(\lambda) = \int S(\theta, \lambda) d\theta$ (снизу) первой световой пули при филаментации в кварце излучения на длине волны 1800 нм, длительностью FWHM 50 фс, энергией 3 мкДж, пиковой мощностью $4P_{cr}$, $z = 0.75$ см. S_{max} и S_0 - нормировочные константы.

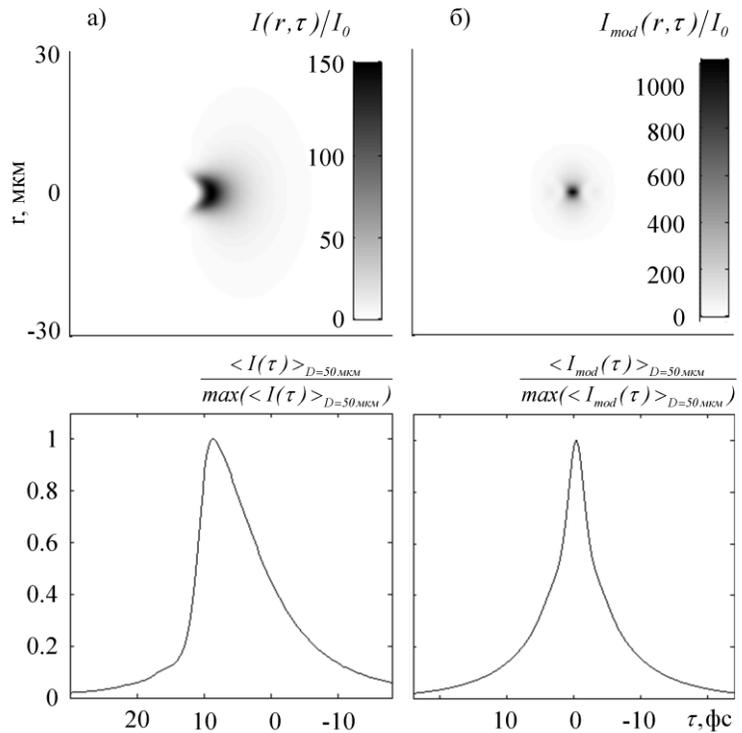


Рис.5.11. Пространственно-временные характеристики световой пули. Распределение интенсивности $I(r, \tau)$ (сверху) и эффективная форма $\langle I(\tau) \rangle_D$ (усредненная по апертуре $D = 50$ мкм) (снизу) первой световой пули при филаментации в кварце излучения на длине волны 1800 нм, длительностью FWHM 50 фс, энергией 3 мкДж, пиковой мощностью $4P_{cr}$, $z = 0.75$ см (а). Распределение интенсивности $I_{mod}(r, \tau)$ (сверху) и эффективная форма $\langle I_{mod}(\tau) \rangle_D$ (усредненная по апертуре $D = 50$ мкм) (снизу) модельной световой пули $\langle I_{mod}(\tau) \rangle_D$ с полностью сфазированными компонентами частотно-углового спектра СК (б).

Рассмотрим спектр на расстоянии z , где световая пуля имеет наименьшую длительность. Видно, что в окрестности центральной длины волны спектр равномерно уширен как по углу,

так и по длине волны. Кроме того, существует коническая эмиссия в антистоксовом крыле суперконтинуума с невысокой интенсивностью спектральных компонент (Гл. 4).

Обработка приведенного спектра позволяет оценить, является ли излучение световой пули спектрально ограниченным. Для этого в предположении синфазности всех компонент спектра вычислялось пространственно-временное распределение интенсивности $I_{\text{mod}}(r, \tau)$ и соответствующая эффективная форма пули $\langle I_{\text{mod}}(\tau) \rangle_D$ усредненная по диаметру $D = 50$ мкм (рис. 5.11 б). В этом случае длительность и область локализации светового поля в спектрально ограниченном излучении со спектром световой пули меньше, чем у пули, формируемой в филаменте. В случае спектрально ограниченной световой пули $\tau_{\text{FWHMmod}}^{\text{comp}} = 5.4$ фс.

5.5 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ РЕГИСТРАЦИЯ ДЛИТЕЛЬНОСТИ СВЕТОВОЙ ПУЛИ

5.5.1 СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальные исследования излучения суперконтинуума при филаментации в плавном кварце фемтосекундного лазерного излучения различных длин волн выполнены на спектроскопическом стенде ЦКП Института спектроскопии РАН. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 5.12. Установка состояла из источника фемтосекундного излучения на основе перестраиваемого параметрического усилителя TOPAS, совмещенного с регенеративным усилителем Spitfire Pro. На регенеративный усилитель с накачкой твердотельным лазером Empower 30 подавались импульсы фемтосекундного генератора Tsunami (Ti:Sph) с непрерывным твердотельным лазером накачки Millenia Vs. Фемтосекундные лазерные импульсы с выхода усилителя фокусировались тонкой кварцевой линзой с фокусным расстоянием 50 см на входную грань образца. На длине волны 1800 нм длительность импульса по половине высоты составляла 50 фс, диаметр пучка в перетяжке ~ 100 мкм, энергия варьировалась от 1 до 20 мкДж.

При автокорреляционных измерениях длительности световой пули приосевая часть филамента, на выходе из образца, выделялась диафрагмой, установленной у его выходной грани, и собиралась параболическим зеркалом на входном окне автокоррелятора ASF-20 (рис. 5.12).

Чтобы исключить погрешности измерений, вызванные отклонением излучения на выходе из перемещаемого клиновидного образца, применяемого в Гл. 4, в этой схеме использовался прямоугольный образец плавного кварца. Измерения автокорреляционной

функции световой пули на выходной грани осуществлялась при плавном варьировании энергии импульса, что позволяло не изменять юстировку измерительной схемы.

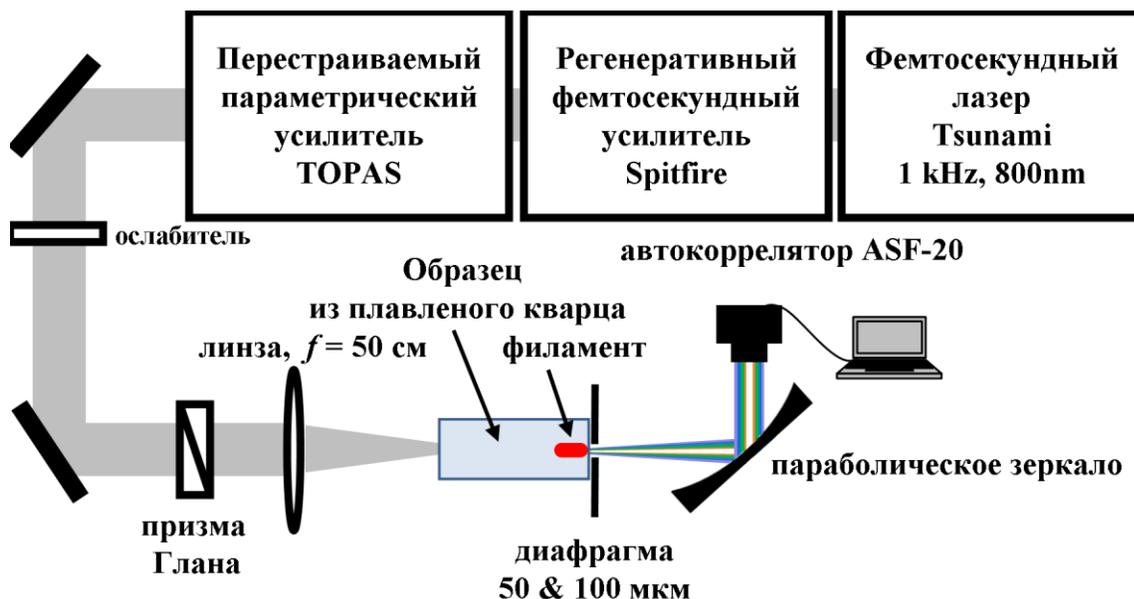


Рис. 5.12. Схема экспериментальной установки.

5.5.2 АВТОКОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ФУНКЦИИ СВЕТОВЫХ ПУЛЬ

Автокорреляционные функции $J_{corr}^{exp}(\tau)$ импульсов на длине волны $\lambda_0 = 1800$ нм, с энергией W , варьируемой от 2 до 3 мкДж, измерены при длине образца 2 см и диаметре селективирующей диафрагмы $D = 50$ мкм (рис. 5.13 а). Автокорреляционные функции импульсов с энергией от 1.2 до 4.3 мкДж в случае 100-мкм диафрагмы показаны на рис. 5.13 б. На рис. 5.13 а видно, что ширина автокорреляционной функции $J_{corr}^{exp}(t)$ немонотонно зависит от энергии входного излучения W . Ширина τ_{corr}^{exp} автокорреляционной функции достигает своего минимального значения $\tau_{corr}^{exp} = 27$ фс (FWHM) в случае 50-мкм диафрагмы, и при 100-мкм диафрагме минимальное значение достигает $\tau_{corr}^{exp} = 60$ фс, когда энергия начального импульса $W^* = 2.7$ мкДж в обоих случаях. При меньшей энергии световая пуля не успевает сформироваться при распространении импульса в образце и ее автокорреляционная функция оказывается более широкой и менее интенсивной. При большей энергии импульса пуля образуется внутри образца, и в процессе распространения до его выходной она грани делокализуется в пространстве и времени и ее автокорреляционная функция уширяется. Поэтому дальнейшее увеличение энергии импульса так же приводит к увеличению τ_{corr}^{exp} . Таким

образом, световая пуля с высокой локализацией интенсивности светового поля формируется у выходной грани 2-см образца из плавленого кварца при энергии импульса 2.7 мкДж. Для образца длиной 1 см, наименьшая ширина автокорреляционной функции $\tau_{\text{corr}}^{\text{exp}} = 40$ фс была зарегистрирована при энергии входного импульса $W^* = 4.23$ мкДж (рис. 5.13 в). Чем короче образец, тем больше энергии необходимо для того чтобы световая пуля сформировалась у его выходной грани, так как при уменьшении длины образца уменьшается и длина нелинейно-оптического взаимодействия. Чем меньше энергия импульса, тем больше длина образца, необходимая для пространственной и временной локализации энергии и формирования светового пули.

Если $W > W^*$, то одновременно с пулей, смещенной к хвосту импульса, в его центре зарождается новая пуля. Вследствие этого импульс на выходе из образца принимает двугорбую форму, автокорреляционная функция $J_{\text{corr}}^{\text{exp}}(\tau)$ приобретает трехгорбую структуру, зарегистрированную с диафрагмой диаметром 100 мкм. Подобное изменение автокорреляционной функции зарегистрировано как в образце длиной 2 см (рис. 5.13 б), так и в образце длиной 1 см (рис. 5.13 в). В этих случаях световая пуля на выходе из образца формируется при большей энергии, величина которой составляет 4.3 и 9.4 мкДж, соответственно. Расстояние между световыми пулями в сформированной последовательности определяется энергией и длительностью начального импульса.

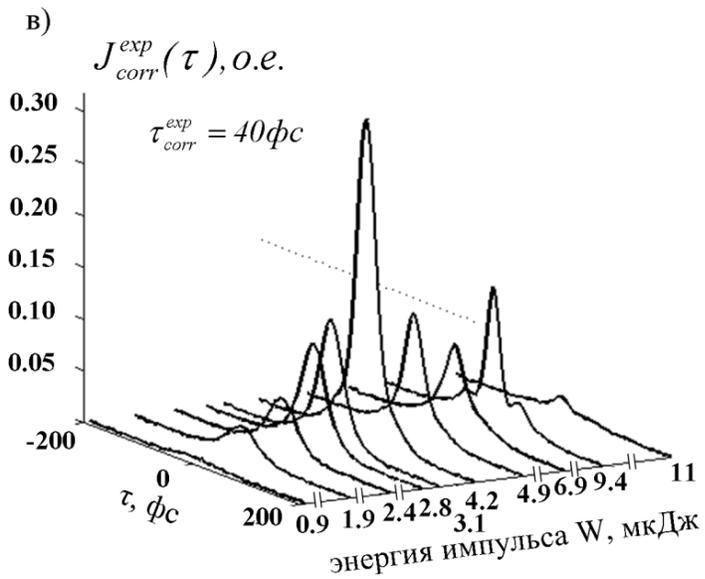
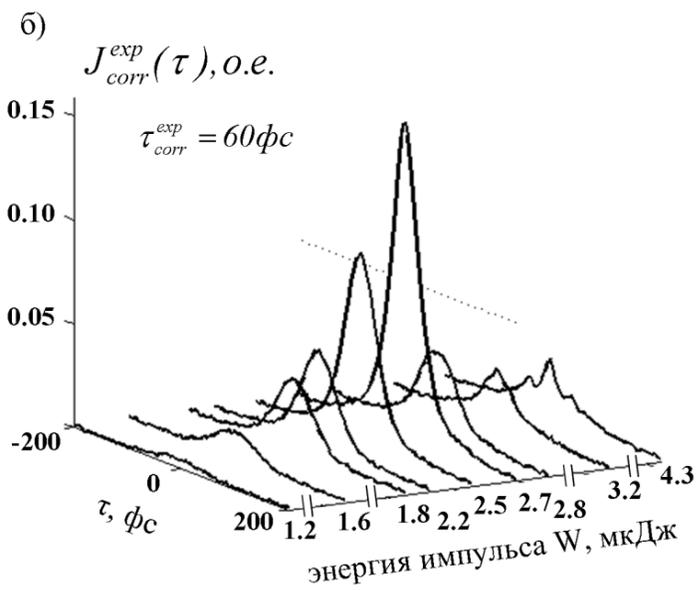
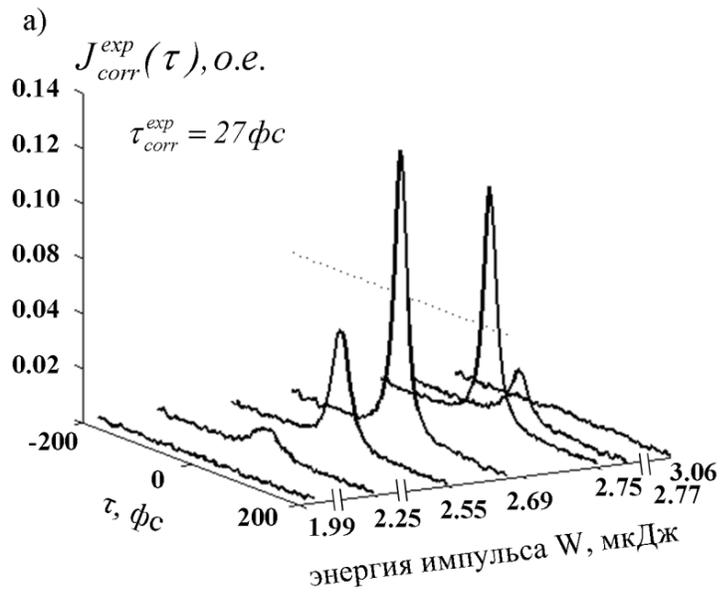


Рис. 5.13. Трансформация измеренной автокорреляционной функции при изменении энергии импульса длительностью 50 фс на длине волны 1800 нм при филаментации в плавном кварце.

а) длина образца 2 см. Диаметр селективирующей диафрагмы 50 мкм;

б) длина образца 2 см. Диаметр селективирующей диафрагмы 100 мкм;

в) длина образца 1 см. Диаметр селективирующей диафрагмы 100 мкм.

5.5.3 ДЛИТЕЛЬНОСТЬ СВЕТОВОЙ ПУЛИ

Автокорреляционные функции (АКФ) световой пули, измеренные $J_{corr}^{exp}(\tau)$ и рассчитанные $J_{corr}^{comp}(\tau)$ при толщине образца, равной 2 см и 1 см, изображены на рис.5.14. Сплошными линиями представлены экспериментально полученные автокорреляционные функции $J_{corr}^{exp}(\tau)$. Пунктирными линиями - численные $J_{corr}^{comp}(\tau)$. На рис. 5.14 а представлены автокорреляционные функции входного импульса, длительность которого составляла 50 фс. Рис. 5.14 б соответствует световой пуле, образовавшейся непосредственно у выходной грани образца. В этом случае длина плазменного канала и, следовательно, протяженность области генерации излучения суперконтинуума не превышает 0.1 мм. При увеличении энергии импульса формируется последовательность из двух пульс. При наложении хвоста первой световой пули на передний фронт второй, импульс на выходе из образца принимает двугорбую форму, а АКФ $J_{corr}^{exp}(t)$ – характерную трехгорбую структуру (Рис. 5.14 в).

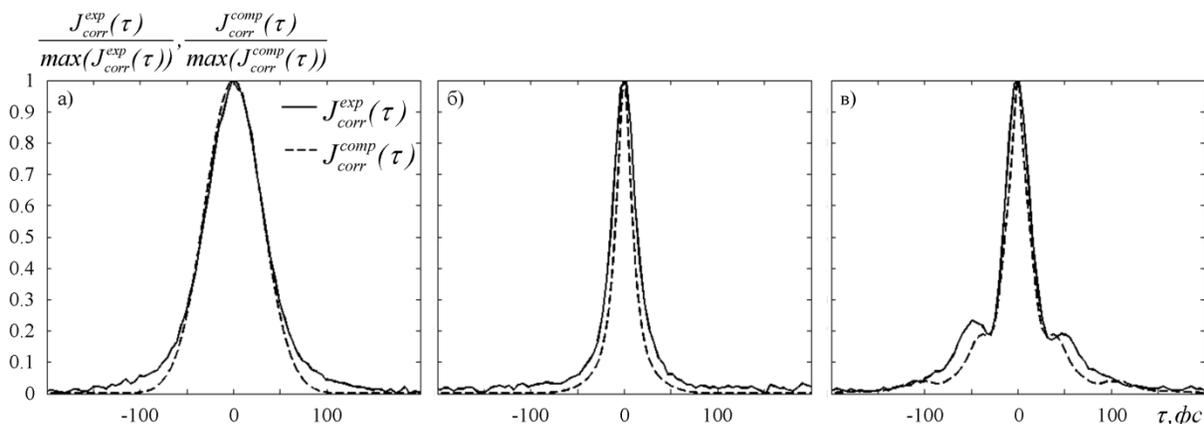


Рис. 5.14. АКФ $J_{corr}(\tau)$ световой пули при филаментации в кварце излучения на длине волны 1800 нм, длительностью 50 фс. Измеренные $J_{corr}^{exp}(\tau)$ - сплошные линии, полученные численным моделированием $J_{corr}^{comp}(\tau)$ – штриховые. а) Излучение на входе в среду. Ширина АКФ 70 фс. б) Одна световая пуля. Диаметр диафрагмы $D = 50$ мкм, энергия импульса $W^* = 2.7$ мкДж, толщина кварцевого образца 2 см. в) Две световых пули. Диаметр диафрагмы 100 мкм, энергия импульса $W = 9.4$ мкДж, толщина кварцевого образца 1 см.

Поскольку поперечное сечение первой световой пули увеличивается при распространении к выходной грани образца, то перекрытие ее со второй пулей надежно регистрируется при использовании диафрагмы большего диаметра и импульсов большей энергии. Экспериментально зарегистрированные и численно полученные автокорреляционные функции находятся в хорошем соответствии. Численно полученное минимальное значение

автокорреляционной функции $\tau_{\text{сог}}^{\text{comp}} = 23 \text{ fs}$ близко соответствующему значению $\tau_{\text{сог}}^{\text{exp}} = 27 \text{ fs}$, которое было получено экспериментально. Отличие в приведенных значениях может быть обусловлено временным разрешением автокоррелятора ASF-20, которое составляет 20 фс. Кроме того, измерение было произведено в режиме накопления путем усреднения по большой серии световых пульс, длительность которых на выходе образца зависит от энергии импульса, поддерживаемой с точностью $\pm 10\%$.

Для определения длительности световой пули по экспериментально зарегистрированной ширине автокорреляционной функции было использовано численно полученное отношение длительности импульса к ширине автокорреляционной функции $k(z) = \tau_{\text{pulse}}^{\text{comp}}(z) / \tau_{\text{сог}}^{\text{comp}}(z)$, так как форма световой пули качественно отличается от гауссовой формы импульса на входе в среду (см. п. 5.3). Из результатов численного моделирования следует, что отношение длительности импульса при сформированной световой пуле $\tau_{\text{pulse}}^{\text{comp}}$ к ширине его АКФ $\tau_{\text{сог}}^{\text{comp}}$ лежит в интервале $k = 0.5 \div 0.44$. Используя значение параметра $k = 0.5$, соответствующее минимальной длительности световой пули, мы получили оценку минимальной длительности экспериментально зарегистрированных световых пульс: $\tau_{1/2}^{\text{exp}} = 13.5 \text{ fs}$, что соответствует 27-фс ширине экспериментально зарегистрированной автокорреляционной функции световой пули. Минимальная длительность световой пули составляет около 2 периодов светового поля для центральной длины волны импульса, испытывавшего филаментацию. В померенной световой пуле, согласно результатам численного моделирования, интенсивность достигает $5 \times 10^{13} \text{ Вт/см}^2$. Энергия, переносимая пулей, невелика и составляет 0.3 мкДж. Зарегистрированная минимальная длительность световой пули получена при диаметре селективирующей диафрагмы 50 мкм. Как следует из численного моделирования (п. 5.1) поперечный размер области локализации интенсивности светового поля значительно меньше, чем селективирующая диафрагма. Поскольку с уменьшением диаметра диафрагмы длительность выделенного приосевого интервала с высокой интенсивностью излучения сокращалась, можно ожидать, что реальная длительность световой пули меньше, измеренной в эксперименте.

Одновременно с нашими работами, в [185] зарегистрирована методом спектральной интерферометрии (Wizzler) длительность локализованного в пространстве и времени волнового пакета на некотором расстоянии в филаменте, которая составила 20 фс при филаментации в условиях аномальной ДГС плавленого кварца импульсов на длине волны 1.9 мкм, длительностью 40 фс, энергией 20 мкДж.

5.6 НАСЫЩЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ В СВЕТОВОЙ ПУЛЕ

В данном разделе представлен анализ процесса насыщения интенсивности в световой пуле. На основе результатов численного и экспериментального исследования пространственно-временного изменения показателя преломления в плавленом кварце при филаментации фемтосекундного импульса исследовано изменение с расстоянием интегральной величины оптической силы нелинейных линз, которая накапливается вдоль филамента. Экспериментальные исследования выполнены с участием автора в Институте Физики НАН Украины. Материалы этого раздела опубликованы в работе [П10].

5.6.1 ОПТИЧЕСКАЯ СИЛА НЕЛИНЕЙНЫХ ЛИНЗ

Для количественного анализа роли нелинейных добавок к показателю преломления среды $\Delta n(r, \tau, z)$ в трансформации пространственно-временного распределения интенсивности в филаменте рассмотрим нелинейный набег фазы $\varphi_{nl}(r, z, \tau^*)$ для фиксированного временного слоя τ^* импульса на некотором расстоянии z в нелинейной среде:

$$\varphi_{nl}(r, \tau^*, z) = -\int_0^z \Delta n(r, \tau^*, z') k_0 dz', \quad (5.2)$$

где $k_0 = \frac{\omega_0}{c}$ - волновое число в невозмущенной среде. Представим профиль фазы в сечении

пучка $\varphi_{nl}(r, \tau^*, z)$ в виде разложения, которое в осесимметричном случае запишется в виде:

$$\varphi_{nl}(r, \tau^*, z) = \varphi_{nl0}(\tau^*, z) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \varphi_{nl}(r, \tau^*, z)}{\partial r^2} \Big|_{r=0} r^2 + \dots, \quad (5.3)$$

или

$$\varphi_{nl}(r, \tau^*, z) = \varphi_{nl0}(\tau^*, z) + kD(\tau^*, z) \frac{r^2}{2} + \dots, \quad (5.4)$$

Здесь $D(\tau^*, z)$ - оптическая сила нелинейных линз, наведенная во временном слое импульса τ^* при распространении на расстоянии z . Из (5.2,5.3) следует, что кривизна нелинейного приращения показателя преломления $\Delta n(r, \tau^*, z)$ определяет в параксиальном приближении оптическую силу нелинейной линзы $D(\tau^*, z)$, наведенной на длине z в филаменте:

$$D(\tau^*, z) = -\int_0^z \frac{\partial^2 \Delta n(r, \tau^*, z')}{\partial r^2} \Big|_{r=0} dz', \quad (5.5)$$

Добавка к коэффициенту преломления $\Delta n_K(r, \tau^*, z)$, обусловленная керровской нелинейностью, положительна и пропорциональна интенсивности: $\Delta n_K(r, \tau^*, z) = n_2 I(r, \tau^*, z)$. На начальной стадии филаментации, определяемой керровской нелинейностью, максимумом интенсивности формируется на оси пучка. В этом случае профиль керровской добавки $\Delta n_K(r, \tau^*, z)$ является унимодальным, его кривизна $\frac{\partial^2 \Delta n_K(r, \tau^*, z)}{\partial r^2} < 0$. Согласно (5.5)

оптическая сила керровской линзы $D_K(\tau^*, z) > 0$, что при отсутствии наведенной лазерной плазмы, приводило бы к фокусировке временного слоя τ^* в импульсе. Плазменная добавка к показателю преломления $\Delta n_{Pl}(r, \tau^*, z) = -\frac{4\pi e^2 N_e(r, \tau^*, z)}{2n_0 \omega_0^2 m_e}$ отрицательна, кривизна профиля

$\frac{\partial^2 \Delta n_{Pl}(r, \tau^*, z)}{\partial r^2} > 0$, и оптическая сила плазменной линзы согласно (5.5) $D_{Pl}(\tau^*, z) < 0$, что, при

отсутствии керровской добавки, вызывало бы дефокусировку временного слоя τ^* в приосевой области. Фокусировка или дефокусировка временного слоя импульса τ^* в процессе филаментации при совместном появлении как керровской, так и плазменной добавок к показателю преломления, определяется их суммарным вкладом в кривизну волнового фронта излучения.

Полагая, что приращения показателя преломления, вызванное керровской $\Delta n_K(r, \tau^*, z)$ и плазменной $\Delta n_{Pl}(r, \tau^*, z)$ нелинейностями аддитивны, представим суммарный вклад $\Delta n(r, \tau^*, z)$ в виде

$$\Delta n(r, \tau^*, z) = \Delta n_K(r, \tau^*, z) + \Delta n_{Pl}(r, \tau^*, z). \quad (5.6)$$

Соответственно, на выбранном расстоянии z , наведенная кривизна приращения $\Delta n(r, \tau^*, z)$ в сечении пучка $\frac{\partial^2 \Delta n(r, \tau^*, z)}{\partial r^2}$, которая определяет вклад на данном расстоянии z в интегральную по пройденному расстоянию величину оптической силы нелинейной линзы, равна

$$\frac{\partial^2 \Delta n(r, \tau^*, z)}{\partial r^2} = \frac{\partial^2 \Delta n_K(r, \tau^*, z)}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \Delta n_{Pl}(r, \tau^*, z)}{\partial r^2}. \quad (5.7)$$

Отсюда интегральная оптическая сила нелинейных линз $D(\tau^*, z)$, наведенных на расстоянии z в выбранном временном слое τ^* , равна

$$D(\tau^*, z) = D_K(\tau^*, z) + D_{PI}(\tau^*, z). \quad (5.8)$$

При $\frac{\partial^2 \Delta n(r, \tau^*, z)}{\partial r^2} > 0$ - излучение в выбранном временном слое τ^* дефокусируется и

интегральная оптическая сила нелинейных линз $D(\tau^*, z)$ уменьшается с расстоянием z согласно

(5.5). При $\frac{\partial^2 \Delta n(r, \tau^*, z)}{\partial r^2} < 0$ - излучение в выбранном временном слое τ^* фокусируется и

интегральная оптическая сила нелинейных линз $D(\tau^*, z)$ увеличивается.

5.6.2 ВРЕМЯ-РАЗРЕШЕННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ И ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ НАВЕДЕННОГО ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

Регистрация пространственно-временной трансформации наведенного показателя преломления $\Delta n(r, \tau, z)$ при филаментации в плавленном кварце выполнена для импульсов на длине волны $\lambda_0 = 800 \text{ нм}$, длительностью $\tau_{FWHM} = 160 \text{ фс}$, энергией $W = 2 \text{ мкДж}$. Эксперименты проведены в центре коллективного пользования «Лазерный фемтосекундный комплекс» Института физики НАН Украины. В настоящей работе используется метод фемтосекундной время-разрешающей оптической поляриграфии [186–188] вместе с теневым методом регистрации поглощения самонаведенной лазерной плазмы [47] для исследования динамики пространственно-временного распределения наведенного приращения показателя преломления в процессе филаментации в плавленном кварце.

На рис. 5.15 представлена схема лабораторного эксперимента. В эксперименте используются импульсы из регенеративного усилителя Legend F-1K-HE (2 мДж, 160 фс, 800 нм, 1 кГц). Полупрозрачное зеркало (ППЗ) разделяет импульс из регенеративного усилителя на импульс накачки (1) и пробный импульс (2). Пробный импульс проходит через линию задержки (ЛЗ), позволяющую управлять величиной его временной задержки t_{delay} относительно импульса накачки. Длительность пробного импульса сокращается до $\tau_{probe} = 65 \text{ фс}$ в блоке компрессии пробного импульса (БКИ) с помощью эффекта само-компрессии импульса в процессе филаментации в образце плавленного кварца длиной 5 см. Энергия импульса накачки устанавливалась с помощью вращающейся полуволновой пластинки ($\lambda/2$). Импульс накачки проходил диафрагму (А) с апертурой диаметром 2 мм и фокусировался линзой (Л) с фокусным расстоянием 6 см на входную грань образца из плавленного кварца (К). Длина образца составляла 4 мм. Пробный импульс просвечивает область с наведенной керровской добавкой к показателю преломления плавленного кварца и область поглощения в самонаведенной лазерной

плазме филамента. При скрещенном положении поляризаторов П1 и П2 в эксперименте регистрируются время-разрешенные оптические поляриграммы (FTOP). Импульс накачки, формирующий филамент в образце плавленного кварца, приводит к появлению самонаведенного керровского двулучепреломления в начально изотропной среде. Поляриграммы представляют пространственно-временное распределение керровской добавки к показателю преломления, и, следовательно, отражают пространственно-временное распределение интенсивности светового поля в импульсе в процессе филаментации. При параллельном положении поляризаторов П1 и П2 в эксперименте регистрируются время-разрешенные оптические теневые изображения (FTOS). Изображения, полученные теневым методом, представляют пространственное распределение областей поглощения лазерно-индуцированной в образце плазмы филамента. Положение поляризаторов П1 и П2 между скрещенным и параллельным положениями позволяет получать одновременно наложенные друг на друга поляриграфическое и теневое изображения. Для регистрации поляриграмм и теневых изображений в схеме эксперимента использовался микроскоп (М), передающий увеличенное изображение на CCD-камеру (ПЗС). Пространственное разрешение камеры составляло 2 мкм.

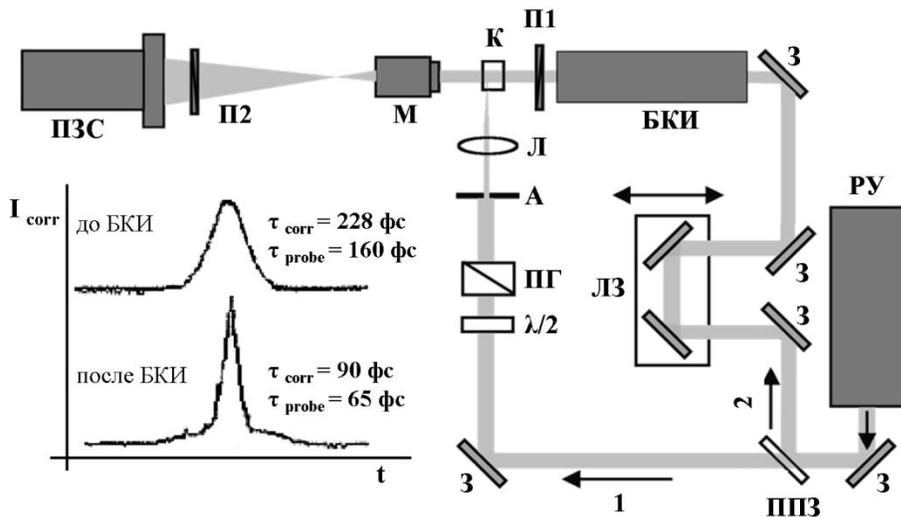


Рис. 5.15. Экспериментальная схема по регистрации наведенного в среде показателя преломления в процессе фемтосекундной филаментации поляриграфическим (FTOP - femtosecond time-resolved optical polarigram) и теневым (FTOS - femtosecond time-resolved optical shadowgram) методами. Вставка в виде графиков представляет собой автокорреляционные функции начального импульса длительностью $\tau_{probe} = 160$ фс и импульса на выходе из блока компрессии (БКИ) с длительностью $\tau_{probe} = 65$ фс. 3-зеркала, ПГ - Призма Глана; К - образец плавленного кварца; М - микроскоп.

Серия поляриграмм при филаментации в плавленном кварце 800-нм 160-фс лазерного импульса представлена на рис. 5.16. Шаг изменения задержки пробного импульса составил 50

фс. Рис. 5.16 содержит поляриграфические изображения и соответствующие временные профили импульса до образования филамента, в плоскости его старта и после его старта. Координата распространения импульса z определена как $z = v_g \cdot t$, где v_g - групповая скорость начального импульса. Координата ζ связана с локальным временем τ соотношением: $\zeta = \tau \cdot v_g$. Локальные переменные, пространственная ζ и временная τ , являются координатами в системе, движущейся с групповой скоростью начального импульса v_g . Локальное время определено как $\tau = t - z/v_g$. На рис.5.16 отчетливо видна временная само-компрессия импульса в точке старта филамента ($t_{delay} = 0.8$ пс), и распад импульса на субимпульсы при дальнейшем распространении ($t_{delay} = 1.9$ пс). Такое поведение импульса было предсказано в теоретических работах [60–64,189] и подтверждено экспериментально при использовании различных методов регистрации временной и пространственно-временной трансформации фемтосекундного излучения при филаментации в условиях нормальной дисперсии групповой скорости среды [25,59,65,66,68–70].

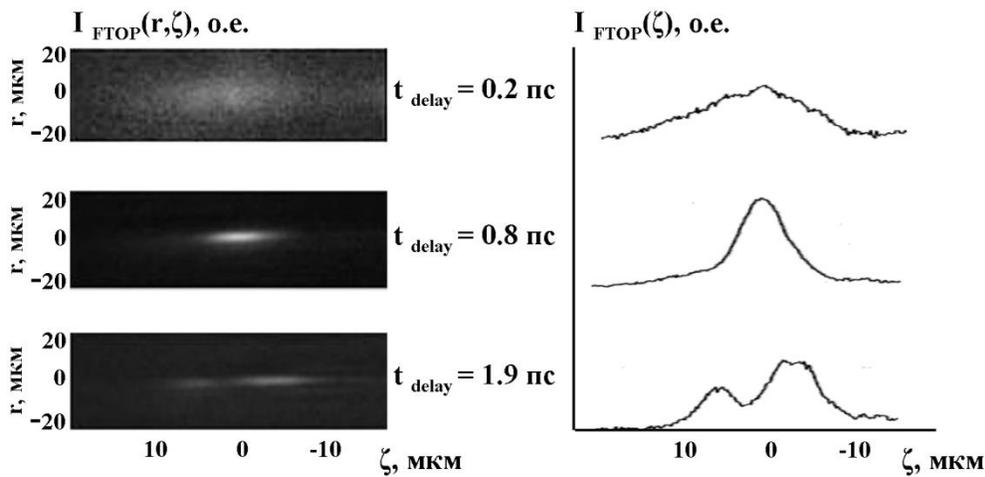


Рис. 5.16. Поляриграфические изображения (FTOP) пространственно-временного распределения наведенного керровского показателя преломления и его профили вдоль оси распространения при филаментации в плавленом кварце импульса с центральной длиной волны 800нм, длительностью 160фс, энергией 2 мкДж.

Суперпозиция поляриграфического и теневого изображений $I_{FTOP+FTOS}(r, \zeta)$, полученная при положении поляризаторов P2 и P2 между скрещенным и параллельным положениями, представлена на рис. 5.17 б. Наиболее светлая область на данном изображении (рис. 5.17 б) представляет область среды с индуцированной положительной керровской добавкой к показателю преломления. Амплитуда зарегистрированного сигнала от керровской области пропорциональна квадрату керровской добавки показателя преломления [188]. Темная

область на экспериментальном изображении $I_{\text{FTOP+FTOS}}(r, \zeta)$ определяет область плазмо-индуцированного поглощения. Область плазменного поглощения качественно определяет область с высокой концентрацией самонаведенной лазерной плазмы и, соответственно, область с отрицательной добавкой к показателю преломления. Серый цвет в шкале на рис. 5.17 б сигнала соответствует невозмущенной среде. Изменение вдоль оси регистрируемого изображения $I_{\text{FTOP+FTOS}}(r=0, \zeta)$ приведено на рис. 5.17 а. Видно, что положительная добавка к показателю преломления вызванная Керровской нелинейностью (белый цвет) на переднем фронте импульса ($5\text{ мкм} > \zeta > -15\text{ мкм}$) сменяется отрицательной добавкой (черный цвет), обусловленной самонаведенной лазерной плазмой на хвосте импульса ($\zeta > 10\text{ мкм}$) (рис. 5.17 б). Таким образом, $I_{\text{FTOP+FTOS}}(\zeta)$ (рис. 5.17 а) отражает появление керровской нелинейности, и качественно показывает появление плазмы на хвосте импульса. Резкий перепад на профиле приращения показателя преломления $I_{\text{FTOP+FTOS}}(\zeta)$ от положительных значений, соответствующих максимуму интенсивности при $\zeta \approx 0\text{ мкм}$, до отрицательных значений при $\zeta > 0\text{ мкм}$ (рис. 5.17 а) обусловлен нелинейным набегом фазы в самонаведенной лазерной плазме. Крутизна кривой $I_{\text{FTOP+FTOS}}(\zeta)$ на хвосте импульса зависит от отношения ширины запрещенной зоны плавленого кварца к энергии фотона. В силу отсутствия взаимной калибровки используемых методов регистрации, сигналы I_{FTOP} , I_{FTOS} и, следовательно, добавки показателя преломления среды, изображены в относительных единицах, различных для керровского и плазменного вкладов.

Численное моделирование трансформации распределения интенсивности лазерного излучения и наведенного показателя преломления в условиях эксперимента выполнено в приближении медленно меняющейся волны [152]. Математическая модель (см. Гл.2) описывает дифракцию импульса, его дисперсию в соответствии с формулой Селмейера, фазовую самомодуляцию светового поля, увеличение крутизны фронта огибающей, керровскую нелинейность, генерацию плазмы при многофотонной и лавинной ионизации в кварце. Численно получены эволюция пространственно-временного распределения интенсивности фемтосекундного импульса $I(r, \tau, z)$, керровская $\Delta n_K^{\text{num}}(r, \tau, z)$ и плазменная $\Delta n_{Pl}^{\text{num}}(r, \tau, z)$ добавки к показателю преломления, и суммарное изменение показателя преломления $\Delta n^{\text{num}}(r, \tau, z) = \Delta n_K^{\text{num}}(r, \tau, z) + \Delta n_{Pl}^{\text{num}}(r, \tau, z)$ при филаментации в плавленом кварце. Начальные

параметры излучения в численном моделировании близки к излучению, использованному в эксперименте. Для сравнения результатов численного моделирования и эксперимента был осуществлен переход от обычно используемой при численном моделировании переменной локального времени τ в системе координат, бегущей с групповой скоростью начального импульса v_g к локальной пространственной координате $\zeta = \tau \cdot v_g$. Нуль переменных τ и ζ соответствует центральному слою импульса, отрицательные значения - переднему фронту, и положительные - хвосту импульса.

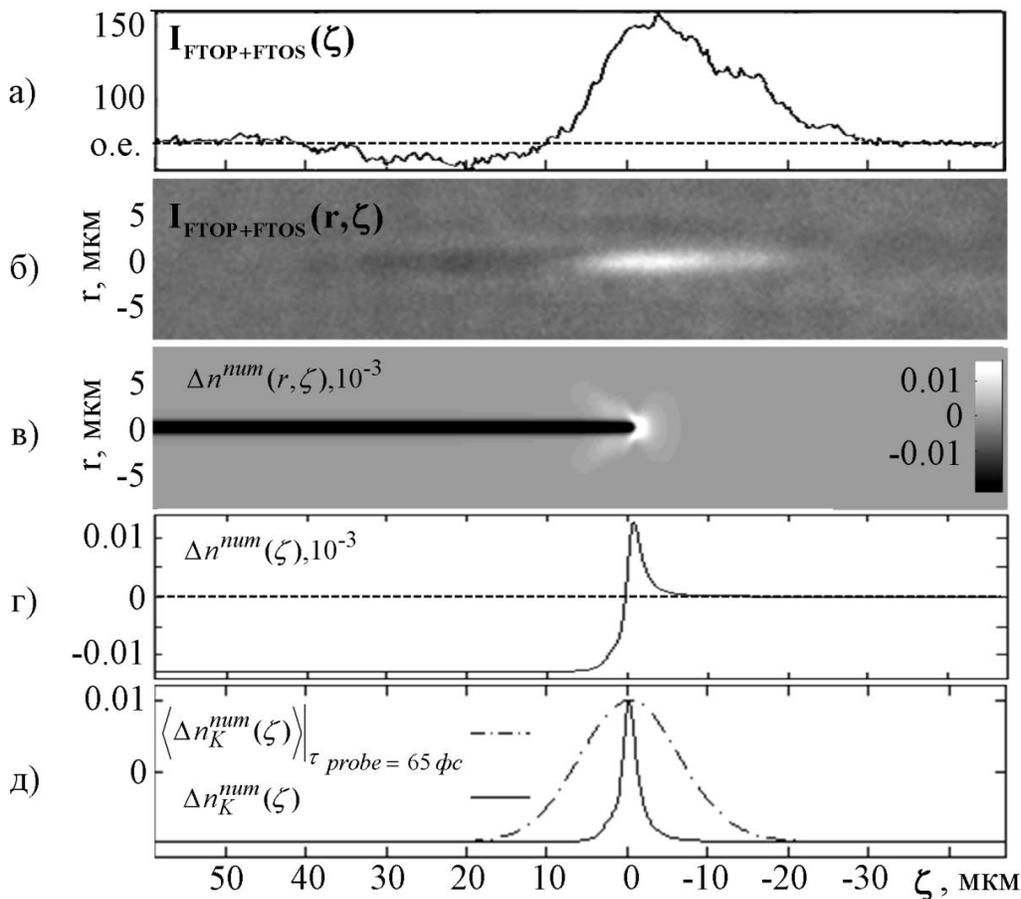


Рис. 5.17. Керровская и плазменная добавки к показателю преломления плавленного кварца при филаментации лазерного импульса с центральной длиной волны $\lambda_0 = 800$ нм, длительностью $\tau_{FWHM} = 160$ фс, энергией $W = 2$ мкДж. (а,г) – профили $I_{FTDP+FTOS}(\zeta)$ и $\Delta n^{num}(\zeta)$; (б,а) – Суперпозиция поляриграфического и теневого изображений $I_{FTDP+FTOS}(r, \zeta)$ и суммарная нелинейная добавка $\Delta n^{num}(r, \zeta)$; (а,б) – эксперимент; (в,г,д) – численное моделирование. (д) профиль керровской добавки показателя преломления $\Delta n_K^{num}(\zeta)$ (сплошная линия); свертка керровской добавки показателя преломления с гауссовым пробным импульсом длительностью 65 фс $\langle \Delta n_K^{num}(\zeta) \rangle_{\tau_{probe} = 65 fs}$.

На рисунке 5.17 представлено также численно полученное распределение суммарной нелинейной добавки к показателю преломления $\Delta n^{\text{num}}(r, \zeta)$ (рис. 5.17 в,г) и изменение керровской добавки $\Delta n_K^{\text{num}}(r=0, \zeta)$ (рис. 5.17 д) вдоль оси распространения импульса ($r=0$). Экспериментальное $I_{\text{FTOP+FTOS}}(r, \zeta)$, и численное $\Delta n^{\text{num}}(r, \zeta)$ распределения представлены на расстоянии в среде z_{str} , где интенсивность лазерного излучения достигает своего пикового значения. Для рассматриваемых параметров расстояние z_{str} , на котором происходит насыщение в филаменте, согласно численному моделированию, составляет $z_{\text{str}} = 15.28$ мм.

Протяженность зарегистрированной области с положительной добавкой показателя преломления составляет около 30 мкм (рис. 5.17 б), что составляет 70 фс во временном представлении и является пределом минимально регистрируемой длительности, так как длительность пробного импульса $\tau_{\text{probe}} = 65$ фс. Область положительной добавки $\Delta n^{\text{num}}(r=0, \zeta) > 0$, полученная численно (рис. 5.17 г), соответствует мгновенной регистрации и ее протяженность поэтому значительно короче, чем полученная экспериментально с пробным импульсом конечной длительности. Свертка короткого профиля керровской добавки показателя преломления полученного численно с пробным импульсом длительностью $\tau_{\text{probe}} = 65$ фс соответствует измерениям. В результате свертки (рис. 5.17 д) протяженность численной керровской области $\left\langle \Delta n_K^{\text{num}}(\zeta) \right\rangle_{\tau_{\text{probe}}=65\text{fs}}$ увеличивается до 20 мкм, что близко к длине экспериментально зарегистрированного профиля показателя преломления с $I_{\text{FTOP+FTOS}}(\zeta) > 0$.

Численное моделирование воспроизводит резкий скачок нелинейной добавки показателя преломления на хвосте импульса (рис. 5.17 в). При этом максимумы абсолютных величин наведенных добавок к показателю преломления, внесенных плазменной нелинейностью $\max \left| \Delta n_{\text{PI}}^{\text{num}} \right|_{r=0} = 12.6 \cdot 10^{-3}$ и керровской нелинейностью $\max \left| \Delta n_K^{\text{num}} \right|_{r=0} = 12.5 \cdot 10^{-3}$ близки. Однако в каждом временном слое максимальное значение добавки $\max \left| \Delta n_{\text{PI}}^{\text{num}} \right|_{r=0}$, вызванной плазменной нелинейностью, достигается на большем расстоянии по сравнению с максимумом добавки керровской нелинейности $\max \left| \Delta n_K^{\text{num}} \right|_{r=0}$. Поэтому из равенства добавок $\max \left| \Delta n_{\text{PI}}^{\text{num}} \right|_{r=0}$ и $\max \left| \Delta n_K^{\text{num}} \right|_{r=0}$ не следует условие для насыщения интенсивности в филаменте.

В поперечном сечении филамента профили наведенного показателя преломления экспериментально зарегистрированные и полученные численно, представлены на рис. 5.18. На переднем фронте импульса ($\zeta, \tau < 0$) и в его центре ($\zeta, \tau = 0$) основной вклад в добавку показателя преломления вносит Керровская нелинейность (рис. 5.18 а,б) $\Delta n(r) \approx \Delta n_K(r) \Big|_{\tau < 0}$, наведенная нелинейная линза является фокусирующей и ее оптическая сила увеличивается $D \approx D_K$ с расстоянием. В нашем случае насыщение интенсивности происходит в центральном временном слое импульса. Как в эксперименте $\Delta n^{\text{exp}}(r)$, так и в численном моделировании $\Delta n^{\text{num}}(r)$, пиковое значение положительной нелинейной добавки к показателю преломления достигается в центральном временном слое импульса. Радиальное распределение суммарного приращения $\Delta n^{\text{num}}(r) \Big|_{\tau=0}$ имеет плоскую вершину в окрестности пиковых значений (рис. 5.18 б, второй сверху). Это означает, что интенсивность достигает своего максимума, когда кривизна приращения показателя преломления $\Delta n^{\text{num}}(r)$ в приосевой области является нулевой: суммарная оптическая сила нелинейных линз $D = D_K + D_{Pl}$ перестает расти. Таким образом, в малой окрестности возле плоскости z_{str} , где происходит насыщения интенсивности, среда является линейной на оси филамента. При этом максимальное значение керровской добавки больше, чем максимальное значение плазменной добавки: $\left| \Delta n_K^{\text{num}}(r=0) \Big|_{\tau=0} \right| > \left| \Delta n_{Pl}^{\text{num}}(r=0) \Big|_{\tau=0} \right|$ (рис. 5.18 а,б, третья и четвертая строки). На хвосте импульса в приосевой области основной вклад в показатель преломления вносит нелинейность самонаведенной лазерной плазмы $\left| \Delta n_K^{\text{num}}(r=0) \Big|_{\tau>0} \right| < \left| \Delta n_{Pl}^{\text{num}}(r=0) \Big|_{\tau>0} \right|$, что приводит к увеличению модуля оптической силы дефокусирующей плазменной линзы D_{Pl} (рис. 5.18 в). Расходящееся кольцо интенсивности светового поля на хвосте импульса $1\text{мкм} < |r| < 2\text{мкм}$ появляется в результате интерференции излучения дефокусированного в самонаведенной лазерной плазме и излучения на периферии пучка [58]. Кривизна керровской добавки к показателю преломления $\Delta n_K^{\text{num}} \Big|_{\tau>0}$ становится положительной и интегральная оптическая сила керровской линзы D_K уменьшается на хвосте импульса. Суммарная оптическая сила нелинейных линз D на хвосте импульса уменьшается и интегральная нелинейная линза из фокусирующей превращается в дефокусирующую.

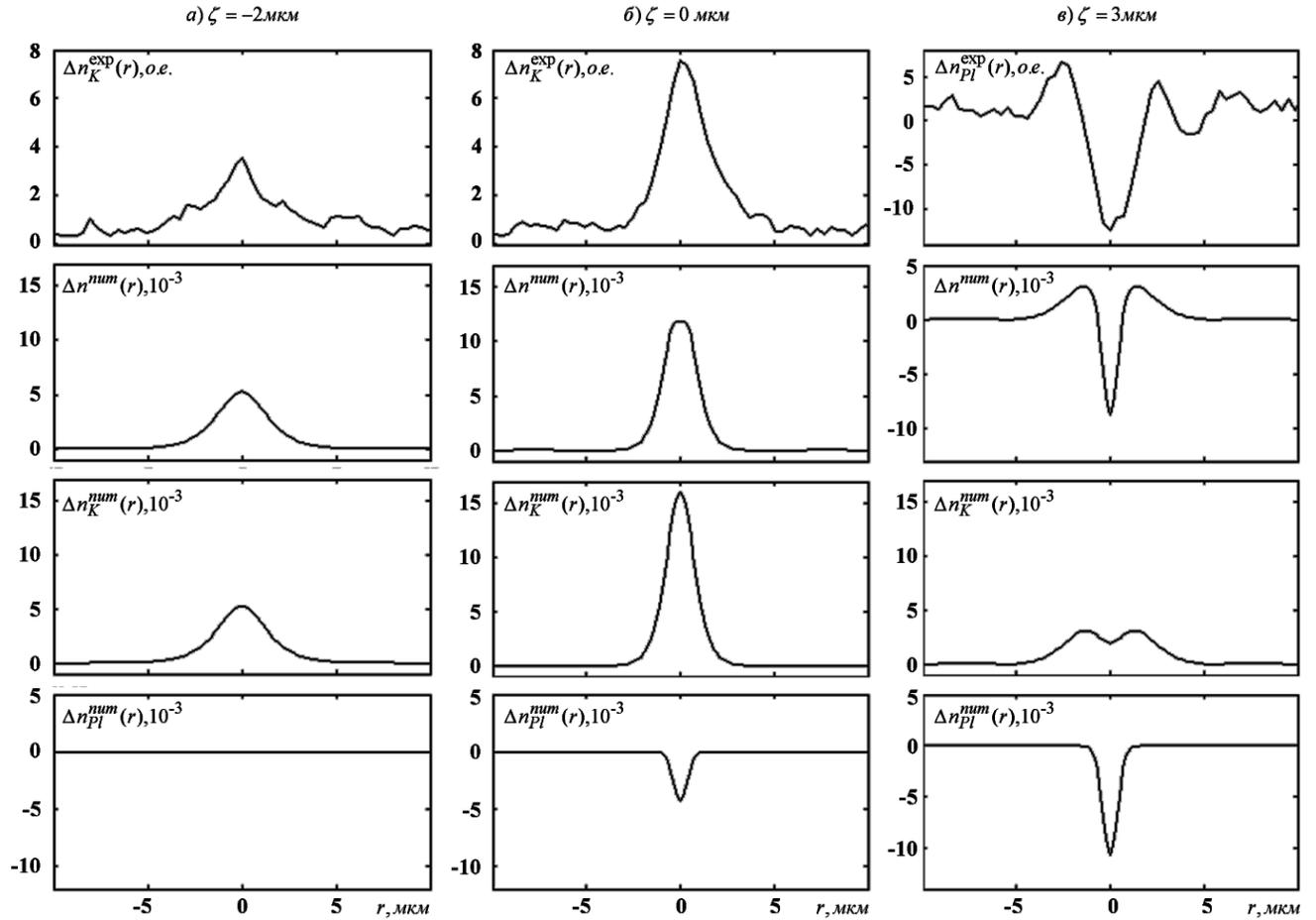


Рис. 5.18. Распределения в плоскости поперечного сечения нелинейных добавок к показателю преломления плавленого кварца $\Delta n(r)$ в плоскости насыщения пиковой интенсивности в филаменте z_{str} импульса с центральной длиной волны $\lambda_0 = 800$ нм, длительностью $\tau_{FWHM} = 160$ фс, энергией $W = 2$ мкДж. Первая строка – экспериментально зарегистрированная добавка к показателю преломления $\Delta n^{exp}(r)$, вторая строка – численно полученный профиль полной добавки к показателю преломления $\Delta n^{num}(r) = \Delta n_K^{num}(r) + \Delta n_{Pl}^{num}(r)$, Третья строка – численно полученный профиль керровской добавки к показателю преломления $\Delta n_K^{num}(r)$, Четвертая строка – численно полученный профиль плазменной добавки к показателю преломления $\Delta n_{Pl}^{num}(r)$. (а) Временной слой на переднем фронте импульса: $\zeta = -2$ мкм. (б) Центральный временной слой импульса: $\zeta = 0$. (в) Временной слой на хвосте импульса: $\zeta = 3$ мкм.

5.6.3 ЭВОЛЮЦИЯ НАВЕДЕННОГО ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ В УСЛОВИЯХ СЛАБОГО ВЛИЯНИЯ НОРМАЛЬНОЙ ДГС

Для анализа процесса насыщения интенсивности светового поля при фемтосекундной филаментации, численно рассмотрена эволюция вдоль филамента в окрестности плоскости насыщения интенсивности $z = z_{str}$ ряда характеристических параметров. Для рассмотренного излучения на длине волны $\lambda_0 = 800$ нм, длительностью $\tau_0 = 160$ фс и энергией $W = 2$ мкДж, в начальной стадии филаментации дисперсия влияет значительно меньше, чем керровская

нелинейность на процесс насыщения интенсивности. Поэтому пиковая интенсивность импульса в филаменте в первый раз достигается в центральном временном слое импульса.

Рисунок 5.19 представляет эволюцию на оси импульса $r = 0$ в центральном временном слое $\tau = 0$ интенсивности излучения $I(z)/I_0$, керровской и плазменной добавок к показателю преломления $\Delta n_K^{num}(z)$, $\Delta n_{Pl}^{num}(z)$ и суммарное нелинейное изменение показателя преломления $\Delta n^{num}(z) = \Delta n_K^{num}(z) + \Delta n_{Pl}^{num}(z)$.

Интегральные оптические силы керровской $D_K(z)$ и плазменной $D_{Pl}(z)$ нелинейных линз, рассчитанные по формуле (5.5), а так же суммарная оптическая сила нелинейных линз $D(z) = D_{Pl}(z) + D_K(z)$ представлены на рис. 5.19 б. Интегральная оптическая сила керровской линзы $D_K(z)$ монотонно возрастает при распространении импульса вдоль координаты z . Величина $D_K(z)$ слабо уменьшается после $z = 15.4$ мм, что обусловлено появлением радиального кольцевого распределения интенсивности (рис. 5.18 в) в результате дефокусировки излучения в самонаведенной лазерной плазме. Интегральная оптическая сила плазменной дефокусирующей линзы $D_{Pl}(z)$ начинает резко увеличивать свое абсолютное значение на расстоянии распространения $z = 15.21$ мм, что продолжается с увеличением протяженности плазменного канала филамента при дальнейшем распространении импульса. Интенсивность достигает своего максимального значения в первый раз в филаменте на расстоянии z_{str} , где суммарная оптическая сила нелинейных линз в филаменте $D(z)$ прекращает свой рост. До z_{str} оптическая сила $D(z)$ увеличивается с пройденным импульсом расстоянием z , и начинает уменьшаться после z_{str} .

Таким образом, при слабом влиянии нормальной дисперсии групповой скорости условие насыщения пиковой интенсивности в филаменте представлено следующим образом:

$$\left. \frac{\partial(D_K + D_{Pl})}{\partial z} \right|_{z_{str}} = 0. \quad (5.9)$$

Радиальная кривизна керровского $\frac{\partial^2 \Delta n_K^{num}}{\partial r^2}$ и плазменного $\frac{\partial^2 \Delta n_{Pl}^{num}}{\partial r^2}$ приращений показателя преломления, а также кривизна суммарного приращения $\frac{\partial^2 \Delta n^{num}}{\partial r^2}$ представлены на рис. 5.19 в.

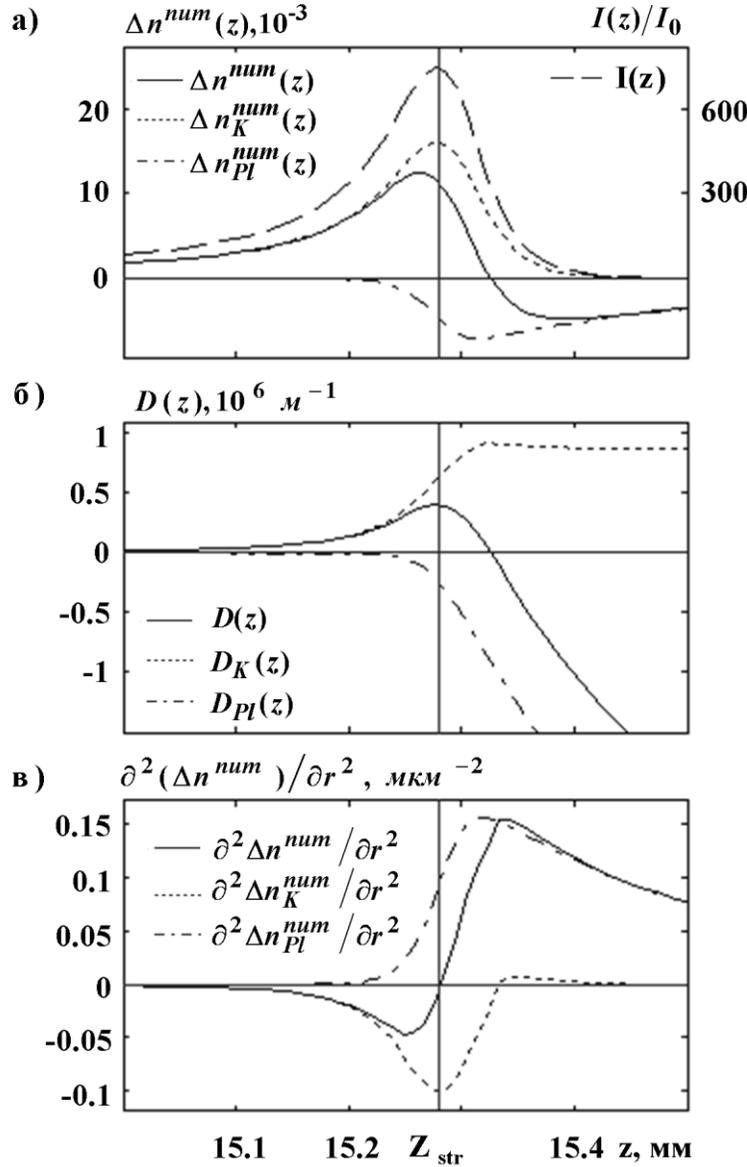


Рис. 5.19 Насыщение интенсивности светового поля в филаменте в условиях слабого влияния нормальной ДГС. Численный анализ. (а) Эволюция интенсивности $I(z)/I_0$ на оси импульса ($r = 0$ мкм) в центральном временном слое ($\tau = 0$ фс), керровская $\Delta n_K^{num}(z)$, плазменная $\Delta n_{Pl}^{num}(z)$ и суммарная $\Delta n^{num}(z)$ добавки к показателю преломления плавяного кварца, индуцированные при филаментации.; (б) оптические силы нелинейных линз $D_K(z)$, $D_{Pl}(z)$ и их сумма $D(z)$. (в) Изменение с расстоянием z радиальной кривизны Керровской $\frac{\partial^2 \Delta n_K^{num}}{\partial r^2}$, плазменной $\frac{\partial^2 \Delta n_{Pl}^{num}}{\partial r^2}$ и суммарной $\frac{\partial^2 \Delta n^{num}}{\partial r^2}$ добавок к показателю преломления. Расчет представлен для центрального временного слоя импульса $\tau = 0$. Параметры излучения: $\lambda_0 = 800$ нм, $\tau_{FWHM} = 160$ фс, $r_0 = 70$ мкм, $W = 2$ мкДж, $I_0 = 6 \times 10^{12}$ Вт/см², $z_{str} = 15.28$ мм - расстояние, на котором происходит насыщение интенсивности в филаменте, то есть достижение максимального значения интенсивности в филаменте до рефокусировки.

Условие (5.9) означает, что насыщение интенсивности происходит, когда абсолютные значения радиальной кривизны керровской и плазменной добавок к показателю преломления достигают одинаковой величины:

$$\left| \frac{\partial^2 \Delta n_K^{num}}{\partial r^2} \right|_{r=0, z=z_{str}} = \left| \frac{\partial^2 \Delta n_{Pl}^{num}}{\partial r^2} \right|_{r=0, z=z_{str}} \quad (5.10)$$

Качественно, это означает, что интенсивность в филаменте перестает расти, когда среда становится линейной в узкой приосевой области в окрестности координаты z_{str} вдоль распространения импульса. Данное утверждение проиллюстрировано плоской вершиной радиального распределения суммарной добавки показателя преломления $\Delta n^{num}(r)$ на рис. 5.18б

(второй кадр сверху). Такая кривизна $\Delta n^{num}(r)$ не изменяет суммарной оптической силы интегральных линз $D(z)$ в малой окрестности точки z_{str} .

Заметим, что учет Рамановского запаздывания керровского нелинейного отклика может повлиять на то, в каком временном слое произойдет насыщение интенсивности, но не изменит основное условие баланса между кривизнами керровской и плазменной добавок к показателю преломления. В случае множественной филаментации условие (5.10) применимо для каждой "горячей точки" каждого филамента.

Условие (5.10) устанавливает взаимосвязь между пиковой интенсивностью, концентрацией электронов самонаведенной лазерной плазмы, радиусами плазменного канала r_{pl} и филамента r_{fil} . Такое соотношение может быть использовано для оценки одного из данных параметров [23]. Уравнение (5.10) в параболическом приближении представимо в следующем виде:

$$\left. \frac{|\Delta n_K(r, \tau, z)|}{r_{fil}^2} \right|_{r=0} = \left. \frac{|\Delta n_{Pl}(r, \tau, z)|}{r_{pl}^2} \right|_{r=0}. \quad (5.11)$$

Распишем более подробно:

$$\frac{n_2 I(r=0, \tau, z=z_{str})}{r_{fil}^2} = \frac{4\pi e^2 N_e(r=0, \tau, z=z_{str})}{2n_0 \omega_0^2 m_e r_{pl}^2}. \quad (5.12)$$

Для временного слоя τ , в котором интенсивность достигает свое максимальное значение I_{max} , можно записать следующую оценку пиковой интенсивности I_{max} :

$$I_{max} = \frac{r_{fil}^2}{r_{pl}^2} \frac{4\pi e^2 N_e(r=0, \tau, z=z_{str})}{2n_0 \omega_0^2 m_e n_2}. \quad \text{Согласно результатам численного моделирования,}$$

концентрация самонаведенной лазерной плазмы в этом выражении $N_e(r=0, \tau, z=z_{str})$ примерно в два раза меньше, чем пиковое значение концентрации самонаведенной лазерной плазмы после прохождения всего импульса через точку среды z_{str} . Данное утверждение проиллюстрировано

на рис. 5.18 б, в (четвертая строка), где $\frac{\Delta n_{Pl}(r=0, \zeta=3\mu m)|_{\tau=15\phi c}}{\Delta n_{Pl}(r=0, \zeta=0)|_{\tau=0}} \approx 2$. Полученное отношение

может быть изменено, если длительность начального импульса будет меньше и дисперсия будет сильнее влиять на начальную стадию филаментации. К примеру, импульс может распасться на два субимпульса и уже после этого пиковая интенсивность будет достигнута в одном из субимпульсов. В рассматриваемом случае численно полученное пиковое значение

концентрации самонаведенной лазерной плазмы составляет $N_{e_max} = 4.45 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, отношение радиусов филамента и плазменного канала - $\frac{r_{fil}}{r_{pl}} \approx 1.8$.

Оценка пиковой интенсивности, полученное при коэффициенте $n_2 = 3.54 \times 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$, дает значение:

$$I_{max}^{est} = \frac{r_{fil}^2}{r_{pl}^2} \frac{4\pi e^2 N_{e_max}}{2 n_0 \omega_0^2 m_e n_2} = 3.7 \times 10^{13} \text{ Вт/см}^2. \quad (5.13)$$

Это значение ближе к величине пиковой интенсивности, полученной численно $I_{max}^{num} = 4.6 \times 10^{13} \text{ Вт/см}^2$, чем к классическая оценка пиковой интенсивности [14]:

$$I_{max}^{est-class} = \frac{4\pi e^2 N_{e_max}}{2 n_0 \omega_0^2 m_e n_2} = 2.5 \times 10^{13} \text{ Вт/см}^2. \quad (5.14)$$

Классическая оценка (5.14) основана на условии баланса между нелинейными добавками к показателю преломления: $\Delta n^{num}(z) = 0$, который, как показано в данном разделе, наступает позже, чем происходит насыщение пиковой интенсивности в филаменте. Предложенный подход справедлив для первого насыщения интенсивности в филаменте. Для последующих остановок роста интенсивности при рефокусировках излучения необходимо учитывать нелинейные aberrации.

5.6.4 НАСЫЩЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ПРИ АНОМАЛЬНОЙ ДГС

Рассмотрим влияние нелинейных добавок к показателю преломления среды на трансформацию пространственно-временного распределения интенсивности при филаментации в условиях аномальной дисперсии групповой скорости плавленого кварца с помощью характерного параметра - оптической силы нелинейной линзы, наведенной в выбранном временном слое импульса (формулы 5.3-5.5). Параметры рассматриваемого излучения: центральная длина волны $\lambda_0 = 1800 \text{ нм}$, длительность $\tau_{FWHM} = 30 \text{ фс}$, радиус $a_0 = 77 \text{ мкм}$, энергия $W = 1 \text{ мкДж}$, начальная пиковая интенсивность $I_0 = 1.53 \times 10^{11} \text{ Вт/см}^2$.

Изменение максимальной интенсивности импульса $I_{max}(z)$ при филаментации в плавленом кварце в условиях аномальной ДГС приведено на рис. 5.20 а (серая кривая). Согласно зависимости $I_{max}(z)$, полученной численно, световая пуля (см. п. 5.1) появляется в

центральных временных слоях импульса на расстоянии $z \sim 14.7 \text{ мм}$ от входа импульса в среду (рис. 5.20 а, серая кривая).

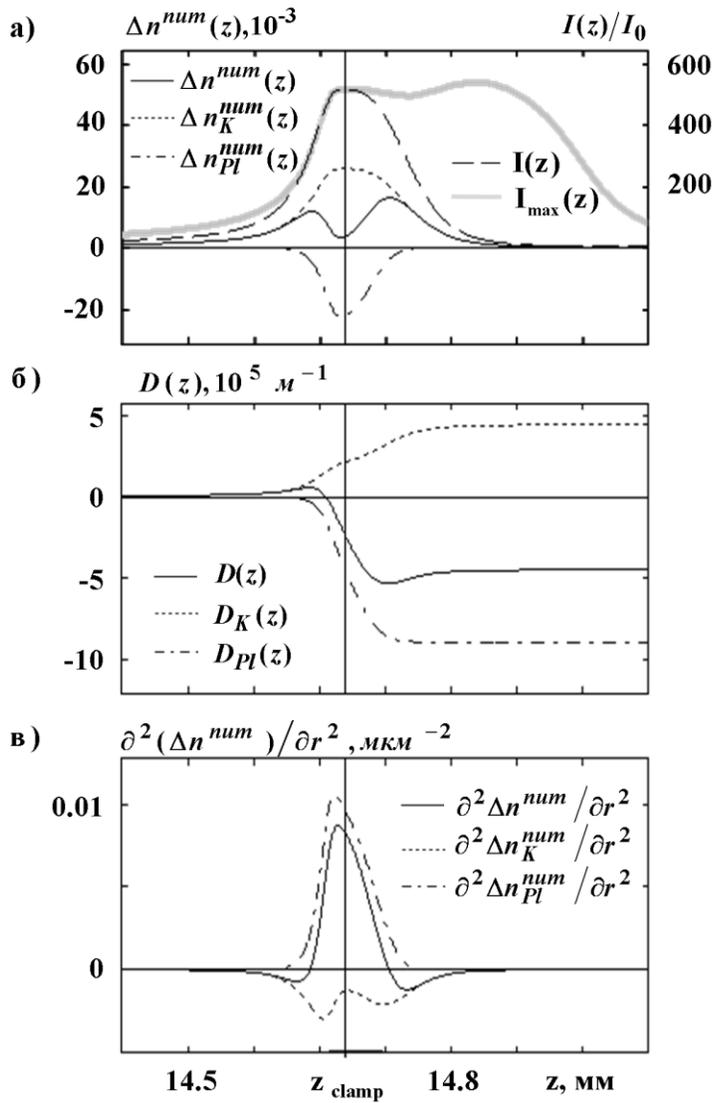


Рис. 5.20 Насыщение интенсивности светового поля в филаменте в условиях сильного влияния аномальной ДГС. Численный анализ.

(а) Эволюция интенсивности $I(z)/I_0$ на оси импульса ($r=0$) во временном слое $\tau^* = 10 \text{ фс}$, керровская $\Delta n_K^{num}(z)$, плазменная $\Delta n_{Pl}^{num}(z)$ и суммарная $\Delta n^{num}(z)$ добавки к показателю преломления плавленного кварца, индуцированные при филаментации. На этом же рисунке приведена зависимость пиковой интенсивности по всему импульсу на оси филамента $I_{max}(z)$ от координаты распространения z (серая кривая).

(б) оптические силы нелинейных линз $D_K(z)$, $D_{Pl}(z)$ и их сумма $D(z)$.

(в) Изменение с расстоянием z радиальной кривизны Керровской $\frac{\partial^2 \Delta n_K^{num}}{\partial r^2}$, плазменной $\frac{\partial^2 \Delta n_{Pl}^{num}}{\partial r^2}$ и суммарной $\frac{\partial^2 \Delta n^{num}}{\partial r^2}$ добавок к показателю преломления. Все величины представлены на оси распространения ($r=0$) в фиксированном слое импульса $\tau^* = 10 \text{ фс}$. Временной слой импульса τ^* выбран таким образом, что в нем в первый раз после старта филамента достигается максимальная интенсивность.

Параметры излучения: $\lambda_0 = 1800 \text{ нм}$, $\tau_{FWHM} = 30 \text{ фс}$, $a_0 = 77 \text{ мкм}$, $W = 1 \text{ мкДж}$, $I_0 = 1.53 \times 10^{11} \text{ Вт/см}^2$, $z_{clamp} = 14.74 \text{ мм}$ - расстояние, на котором устанавливается пиковое значение интенсивности световой пули филамента, которое сохраняется при ее распространении.

В процессе распространения световая пуля сдвигается к хвосту импульса (подробно эволюция световой пули представлена в п. 5.1). На расстоянии $z_{clamp} = 14.74 \text{ мм}$ достигается пиковое значение интенсивности в световой пуле, которое сохраняется на расстоянии до нескольких миллиметров при ее распространении (рис. 5.20 а, серая кривая). Пиковая интенсивность в световой пуле в первый раз достигается во временном слое $\tau^* = 10 \text{ фс}$, который сдвинут к хвосту импульса. Поэтому анализ эволюции характерных параметров, аналогичный

проведенному в п. 5.5.3 для процесса насыщения интенсивности при филаментации в условиях слабого влияния нормальной ДГС, будет проведен для временного слоя импульса $\tau^* = 10 \text{ фс}$ при филаментации в условиях сильного влияния аномальной ДГС. Для анализа процесса насыщения интенсивности световой пули рассмотрим эволюцию интенсивности излучения $I(z)/I_0$ на оси импульса $r = 0$ во временном слое $\tau^* = 10 \text{ фс}$, керровской и плазменной добавок к показателю преломления $\Delta n_K^{num}(z)$, $\Delta n_{Pl}^{num}(z)$ и суммарное нелинейное изменение показателя преломления $\Delta n^{num}(z) = \Delta n_K^{num}(z) + \Delta n_{Pl}^{num}(z)$ при филаментации в условиях сильного влияния аномальной ДГС (рис. 5.20 а, черные кривые).

Интегральные оптические силы керровской $D_K(z)$ и плазменной $D_{Pl}(z)$ нелинейных линз, рассчитанные по формуле (5.5), а так же суммарная оптическая сила нелинейных линз $D(z) = D_{Pl}(z) + D_K(z)$ представлены на рис. 5.20 б. На протяжении области максимальной интенсивности ($z > 14.72$) суммарная оптическая сила нелинейных линз является отрицательной (рис. 5.20 б). Временной слой $\tau^* = 10 \text{ фс}$, в котором достигается максимальная интенсивность световой пули, находится в условиях сильной пространственной дефокусировки в результате резкого появления самонаведенной лазерной плазмы.

Таким образом, при сильном влиянии аномальной ДГС, равенства (5.9, 5.10) не определяют насыщения интенсивности $I(z)/I_0$ в филаменте. Сильное влияние временного фактора, связанного с перекачкой мощности излучения к центру импульса, качественно изменяет процесс насыщения интенсивности $I(z)/I_0$. Так, условие (5.10), определяющее насыщение интенсивности при слабом влиянии нормальной ДГС (см.п. 5.5.3), при сильном влиянии аномальной ДГС выполнено на расстоянии $z_{balance} \sim 14.68 \text{ мм}$ (рис. 5.20в), то есть раньше, чем интенсивность $I(z)/I_0$ достигает своего пикового значения ($z_{clamp} = 14.74 \text{ мм}$). При координате распространения в области $z_{clamp} > z > z_{balance}$ суммарная радиальная кривизна

нелинейных добавок к показателю преломления $\frac{\partial^2 \Delta n^{num}}{\partial r^2}$ положительная, то есть приводящая к

дефокусировке (рис. 5.20в). Поэтому увеличение интенсивности $I(z)/I_0$ в области $z_{clamp} > z > z_{balance}$ продолжается в условиях плазменной дефокусировки, доминирующей над керровской самофокусировкой. Высокое значение пиковой интенсивности $I(z)/I_0$ в условиях плазменной дефокусировки формируется и поддерживается потоками мощности с переднего фронта и хвоста импульса. Потоки мощности к наиболее интенсивной части импульса обусловлены

влиянием аномальной ДГС при положительной фазовой модуляции от керровской нелинейности (см.п.5.1). Области влияния положительной фазовой модуляции вдоль оси распространения z для выбранного временного слоя импульса τ^* соответствуют на рис. 5.20 а областям положительного значения суммарной нелинейной добавки показателя преломления $\Delta n^{num}(z) > 0$. Видно, что в точке насыщения интенсивности $z_{clamp} = 14.74 \text{ мм}$ суммарная нелинейная добавка близка к нулю: $\Delta n^{num}(z) \approx 0$.

На рис. 2.20 а видно, что при уменьшении пиковой интенсивности $I(z)/I_0$ во временном слое τ^* при $z > 14.8 \text{ мм}$, максимальная интенсивность в импульсе $I_{max}(z)$ (серая кривая) сохраняет свое значение и достигает второго максимума на расстоянии $z \sim 14.95 \text{ мм}$. Таким образом, результирующий спад интенсивности $I(z)/I_0$ в фиксированном временном слое τ^* световой пули обусловлен не дефокусировкой излучения в самонаведенной лазерной плазме, а эффектом смещения световой пули к хвосту импульса и, таким образом, смещения области высокой интенсивности из временного слоя τ^* во временные слои хвоста импульса.

Особый интерес представляет анализ повторного увеличения максимальной интенсивности световой пули $I_{max}(z)$ (рис. 5.20 а, серая кривая) на расстоянии $z \sim 14.95 \text{ мм}$. При формировании в центральных временных слоях импульса высокоинтенсивной световой пули, появляется самонаведенная лазерная плазма филамента, дефокусирующая хвост импульса. В условиях нормальной или нулевой ДГС мощное излучение, дефокусированное в самонаведенной плазме филамента, под действием керровской самофокусировки собирается к оси пучка и формирует собственный пик интенсивности (субимпульс) на хвосте импульса. Однако, в условиях аномальной ДГС, мощное излучение, дефокусированное в плазме от световой пули, и собравшееся под действием керровской самофокусировки, встречается со световой пулей на хвосте импульса. То есть, световая пуля, смещаясь к хвосту импульса после своего появления, проходит по временным слоям, в которых присутствует ранее дефокусированное ее плазмой мощное излучение. Таким образом, световая пуля проходит область хвостовой рефокусировки, которая подпитывает световую пулю, что отчетливо видно на рис. 5.20 а (серая кривая): максимальная интенсивность световой пули $I_{max}(z)$ достигает свой первый максимум на расстоянии $z_{clamp} = 14.74 \text{ мм}$, после чего на расстоянии $z \approx 14.93 \text{ мм}$ пиковая интенсивность световой пули $I_{max}(z)$ снова возрастает, что обусловлено прохождению ее через временные слои, в которых происходит самофокусировка ранее дефокусированного

хвоста импульса. Световая пуля перестает существовать только когда, сдвигаясь к хвосту импульса, она выходит из временных слоев импульса с высокой мощностью и теряет возможность дисперсионной подкачки излучения из соседних временных слоев к ее центру.

5.7 ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ

С помощью численного моделирования предсказано формирование последовательности световых пульс с интенсивностью светового поля $5 \cdot 10^{13}$ Вт/см², радиусом 10 мкм и длительностью в несколько периодов светового поля при филаментации фемтосекундного лазерного излучения в плавленом кварце в условиях аномальной дисперсии. На основе численного анализа формы световой пули установлено, что отношение ее длительности $\tau_{1/2}^{comp}$ к ширине АКФ $\tau_{соп}^{comp}$ составляет 0.44 ± 0.5 .

Разработана схема и выполнен эксперимент по регистрации автокорреляционной функции световой пули на выходе из образца плавленого кварца. Проведена экспериментальная регистрация АКФ световой пули и последовательности световых пульс филамента.

На основе результатов численного моделирования и экспериментальной регистрации ширины АКФ световой пули получена оценка длительности световой пули, согласно которой при минимальной экспериментально зарегистрированной ширине АКФ $\tau_{соп}^{exp} = 27$ фс ее длительность составляет 13.5 фс при диаметре селективирующей диафрагмы 50 мкм. При этом в филаменте не достигается полная синфазность спектральных компонент суперконтинуума, и излучение световой пули не является спектрально ограниченным.

Численно и экспериментально исследовано пространственно-временное распределения керровской $\Delta n_K(r, \tau)$ и плазменной $\Delta n_{Pl}(r, \tau)$ добавок к показателю преломления плавленого кварца в процессе фемтосекундной филаментации. Установлено условие насыщения пиковой интенсивности светового поля в филаменте при слабом влиянии ДГС. Остановка роста пиковой интенсивности происходит в результате обращения в нуль приращения суммарной оптической

силы керровской и плазменной нелинейных линз: $\left. \frac{\partial(D_K + D_{Pl})}{\partial z} \right|_{z_{str}} = 0$, то есть при равенстве

модулей кривизн керровской и плазменной добавок к показателю преломления в поперечном

сечении филамента: $\left. \frac{\partial^2 \Delta n_K^{num}}{\partial r^2} \right|_{r=0, z=z_{str}} = \left. \frac{\partial^2 \Delta n_{Pl}^{num}}{\partial r^2} \right|_{r=0, z=z_{str}}$. При сильном влиянии

аномальной дисперсии групповой скорости качественно изменяется процесс насыщения интенсивности в филаменте. Увеличение интенсивности продолжается в условиях плазменной дефокусировки, доминирующей над керровской самофокусировкой. Высокое значение пиковой интенсивности $I(z)/I_0$ при плазменной дефокусировке формируется и поддерживается потоками мощности с переднего фронта и хвоста импульса, появляющихся за счет аномальной дисперсии групповой скорости в условиях положительной фазовой модуляции излучения.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В результате данной работы впервые выполнено комплексное численное, экспериментальное и аналитическое исследование формирования световых пульс фемтосекундного филамента и частотно-углового спектра импульса при филаментации в плавленом кварце. В работе изучены общие закономерности формирования частотно-углового спектра суперконтинуума при филаментации в условиях нормальной, нулевой и аномальной дисперсии групповой скорости, определены условия генерации последовательности световых пульс филамента, показана возможность управления спектральными и пространственно-временными параметрами световых пульс.

Численным моделированием предсказано формирование квазипериодической последовательности «световых пульс» с высокой пространственно-временной локализацией светового поля при филаментации фемтосекундного излучения в условиях аномальной дисперсии групповой скорости плавленого кварца. Каждая «световая пуля» формируется в центральных временных слоях импульса, и затем, смещаясь к хвосту импульса, исчезает. Возникновение следующей световой пули происходит в результате перетекания мощности с хвоста и переднего фронта импульса к центру, вызванного аномальной дисперсией в условиях положительной фазовой модуляции. Пиковая интенсивность световой пули на длина волны 1800 нм достигает величины $5 \cdot 10^{13}$ Вт/см², радиус - 10 мкм и длительность - несколько периодов светового поля. На основе численного анализа формы световой пули установлено, что отношение ее длительности $\tau_{1/2}^{\text{comp}}$ к ширине АКФ $\tau_{\text{согг}}^{\text{comp}}$ составляет $0.44 \div 0.5$.

Предложен и осуществлен лабораторный эксперимент по регистрации последовательности световых пульс при филаментации в плавленом кварце. На основе результатов численного моделирования и экспериментальной регистрации ширины АКФ световой пули получена оценка длительности световой пули, согласно которой при минимальной экспериментально зарегистрированной ширине АКФ $\tau_{\text{согг}}^{\text{exp}} = 27$ фс ее длительность составляет 13.5 фс при диаметре селектирующей диафрагмы 50 мкм. При этом в филаменте не достигается полная синфазность спектральных компонент суперконтинуума, и излучение световой пули не является спектрально ограниченным.

Численно, экспериментально и аналитически исследовано формирование изолированного антистоксового крыла суперконтинуума в фемтосекундном импульсе на длинах волн $\lambda_0 = 1200 \div 2100$ нм в условиях аномальной ДГС в плавленом кварце. Установлено, что

влияние увеличения длины волны излучения λ_0 на спектр суперконтинуума определяется двумя факторами: первый - увеличение антистоксового уширения спектра, вызванное сильным увеличением крутизны хвоста импульса, обусловленный ростом порядка многофотонности K , второй - деструктивная интерференция широкополосного излучения суперконтинуума и формирование широкого минимума в полосе между изолированным антистоксовым крылом и уширенным спектром импульса. Независимо от характера ДГС величина антистоксового сдвига $\Delta_{as}\lambda$ излучения СК при филаментации возрастает с увеличением порядка многофотонности K процесса генерации лазерной плазмы.

Аналитически с помощью развитой интерференционной модели формирования излучения суперконтинуума, качественно расширяющей модель трехволнового смешения, получена убедительная физическая интерпретация образования изолированного максимума в видимой области спектра суперконтинуума (антистоксового крыла), обусловленного материальной дисперсией среды в процессе филаментации в условиях аномальной ДГС. Образование при филаментации фемтосекундного излучения на длине волны $\lambda_0 = 1200 \div 2100$ нм в плавном кварце широкого минимума в спектре СК, отделяющего его антистоксовое крыло от области в окрестности центральной длины волны, является результатом деструктивной интерференции широкополосного излучения суперконтинуума, которое генерируется в излучающей области конечной длины. При увеличении центральной длины волны излучения в условиях аномальной ДГС происходит уменьшение ширины антистоксового крыла СК и возрастание его сдвига в синюю область спектра.

При рефокусировке излучения в филаменте, не зависимо от характера ДГС происходит расщепление непрерывного частотно-угловой спектра суперконтинуума на множество контрастных максимумов в результате интерференции излучения от последовательности распределенных когерентных источников, образующихся вдоль филамента. В изображении конической эмиссии на экране при этом возникает дискретная структура цветных колец, в частотно-угловом спектре $S(\theta, \lambda)$ - характерная структура интерференционных минимумов и максимумов. Интерференция спектральных компонент охватывает весь антистоксовый диапазон суперконтинуума и может быть зарегистрирована в видимой области для филаментации излучения на длинах волн вплоть до 1900нм.

Численно и экспериментально исследована эволюция пространственно-временного распределения керровской $\Delta n_K(r, \tau)$ и плазменной $\Delta n_{PI}(r, \tau)$ добавок к показателю преломления плавленного кварца в процессе фемтосекундной филаментации. Установлено, что при слабом влиянии ДГС насыщение пиковой интенсивности светового поля происходит в результате обращения в нуль приращения суммарной оптической силы керровской и плазменной нелинейных линз. При аномальной дисперсии групповой скорости сильное влияние временного фактора, связанного с перекачкой мощности излучения к центру импульса, качественно изменяет процесс насыщения интенсивности и ее увеличение продолжается в условиях плазменной дефокусировки, доминирующей над керровской самофокусировкой. Высокое значение пиковой интенсивности $I(z)/I_0$ в условиях плазменной дефокусировки формируется и поддерживается потоками мощности с переднего фронта и хвоста импульса.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

Статьи в научных журналах:

П1. Сметанина Е.О., Дормидонов А.Е., Компанец В.О.

Коническая эмиссия суперконтинуума при филаментации фемтосекундного лазерного импульса в плавленом кварце

Оптический журнал 7 (77), 75-77 (2010)

П2. Кандидов В.П., Сметанина Е.О., Дормидонов А.Е., Компанец В.О., Чекалин С.В.

Формирование конической эмиссии суперконтинуума при филаментации фемтосекундного лазерного излучения в плавленом кварце

ЖЭТФ 140 (3) , 484-496 (2011)

П3. E. O. Smetanina, A. E. Dormidonov, V. P. Kandidov

Supercontinuum generation in filamentation of femtosecond laser pulse in fused silica

Proc. SPIE 8159, 81590L (2011); DOI:10.1117/12.893108

П4. E. O. Smetanina, A. E. Dormidonov, and V. P. Kandidov

Spatio-Temporal Evolution Scenarios of Femtosecond Laser Pulse Filamentation in Fused Silica

Laser Physics 22 (7) , 1189–1198 (2012)

П5. Е.О.Сметанина, В.О.Компанец, С.В.Чекалин, В.П.Кандидов

Особенности филаментации фемтосекундного лазерного излучения в условиях аномальной дисперсии в плавленом кварце. Ч.1. Численное исследование

Квантовая Электроника 42, 913-919 (2012)

П6. Е.О.Сметанина, В.О.Компанец, С.В.Чекалин, В.П.Кандидов

Особенности филаментации фемтосекундного лазерного излучения в условиях аномальной дисперсии в плавленом кварце. Ч.2. Эксперимент и физическая интерпретация

Квантовая Электроника 42, 920-924 (2012)

П7. С. В. Чекалин, В. О. Компанец, Е. О. Сметанина, В. П. Кандидов

Световые пули и спектр суперконтинуума при филаментации фемтосекундного импульса в условиях аномальной дисперсии групповой скорости в плавленом кварце

Квантовая Электроника 43, 326 (2013).

П8. E. O. Smetanina, V. O. Kompanets, S. V. Chekalin, A. E. Dormidonov, and V. P. Kandidov

Anti-Stokes wing of femtosecond laser filament supercontinuum in fused silica

Optics Letters 38 (1), 16-18 (2013)

П9. E.O. Smetanina, V.O. Kompanets, A.E. Dormidonov, S.V. Chekalin and V.P. Kandidov
Light bullets from near-IR filament in fused silica
Laser Physics Letters 10, 105401 (2013)

П10. E.O.Smetanina , V.M.Kadan, I.V.Blonskyi, V.P.Kandidov
Dynamic lenses in femtosecond filament
Appl. Phys. B 2014 DOI 10.1007/s00340-013-5758-x

Доклады на всероссийских и международных конференциях:

1. 22th International Laser Physics Workshop (LPHYS'13)

July 15-19, 2013, Prague, Czech Republic

Book of abstracts, Seminar 5, p.3.

Dynamics of Kerr and plasma lenses in the femtosecond filament

E.O.Smetanina, V.M.Kadan, I.V.Blonskyi, V.P.Kandidov

2. International Conference on Coherent and Nonlinear Optics & International Conference on Lasers, Applications, and Technologies (ICONO/LAT 2013), June 18-22, 2013, Moscow, Russia

Technical Digest ICONO-09: ICONO Symposium: Femtosecond Laser Pulse Filamentation, p.31-32

Spatio-temporal evolution of the refractive index variations induced by femtosecond filament in fused silica

V.M.Kadan, I.V.Blonskyi, E.O.Smetanina, V.P.Kandidov

3. International Conference on Coherent and Nonlinear Optics & International Conference on Lasers, Applications, and Technologies (ICONO/LAT 2013), June 18-22, 2013, Moscow, Russia

Technical Digest ICONO-09: ICONO Symposium: Femtosecond Laser Pulse Filamentation, p.27-28

Light Bullets and Supercontinuum Spectra from Femtosecond Filament

S.V. Chekalin V.O.Kompanets A.E.Dormidonov E.O.Smetanina V.P.Kandidov

4. Девятнадцатая Всероссийская научная конференция студентов-физиков и молодых ученых ВНКФ-19

28 марта - 4 апреля, 2013, Архангельск, Россия

Сборник Тезисов, 9- Оптика и спектроскопия, с.267

Спектральные характеристики световых пульс при филаментации фемтосекундного лазерного излучения в условиях аномальной дисперсии в воде и плавном кварце

E.O. Сметанина

5. 4-th international symposium on filamentation (COFIL 2012), October 7-12, 2012, Tucson, Arizona, USA

Book of Abstracts, p.129-130

Light bullet and spectrum anti-Stokes wing from fs-filament in fused silica anomalous GVD regime

E.O. Smetanina, V.O. Kompanets, S.V. Chekalin, A.E. Dormidonov, V.P. Kandidov

6. 3rd International Workshop on Laser-Matter Interaction, June 25-29, 2012, Porquerolles, France

Book of Abstracts p.71

Spectral intensity map of supercontinuum in femtosecond near IR pulse filamentation in fused silica

E.O. Smetanina, V.P. Kandidov, A.E. Dormidonov, V.O. Kompanets, S.V. Chekalin

7. Fifth International Conference "Singular Optics SO'2012", September 17-20, 2012, Sebastopol, Crimea, Ukraine
 Book of abstracts, p. 70
SC generation in femtosecond laser pulse filamentation under anomalous GVD
 E.O. Smetanina, V.P. Kandidov, A.E. Dormidonov, V.O. Kompanets, S.V. Chekalin
8. Scientific school for students and young scientists "Nonlinear optics and terahertz radiation" at 2-nd International Conference "Terahertz and Microwave radiation: Generation, Detection and Applications" (TERA2012), June 20-21, 2012, M.V. Lomonosov MSU, Moscow, Russia
 Book of abstracts, p. 8
Interference nature of supercontinuum anti-Stokes wing in filamentation under anomalous GVD
 E. Smetanina, V. Kompanets, A.Dormidonov
9. VII международная конференция молодых ученых и специалистов "Оптика 2011", 17-21 октября, 2011, Санкт-Петербург, Россия
 Сборник трудов седьмой международной конференции молодых ученых и специалистов "Оптика 2011", с. 5-6
Частотный спектр суперконтинуума при филаментации в плавленом кварце фемтосекундного лазерного импульса в условиях аномальной дисперсии
 E.O. Сметанина, А.Е. Дормидонов, В.О. Компанец
10. International Conference "Nonlinear Optics East-West Reunion" (NLO-50) September 21-23, 2011, Suzdal, Russia
Spatiotemporal and spectral transformation of femtosecond laser pulse during filamentation in fused silica
 Smetanina E.
11. SPIE Optics&Photonics 2011, San Diego, California, USA
 Technical Summaries, Conference 8159: Lidar Remote Sensing for Environmental Monitoring XII, p 335
Supercontinuum under the filamentation of the femtosecond laser pulse in the fused silica
 E.O. Smetanina, A.E. Dormidonov, V.P. Kandidov, V.O. Kompanets, S.V. Chekalin
12. 20th International Laser Physics Workshop, July 11-15, 2011, Sarajevo, Bosnia and Herzegovina
 Book of abstracts, seminar 5 Nonlinear Optics and Spectroscopy, p. 47
Splitting and compression of femtosecond laser pulse in filament in fused silica
 E.O. Smetanina, A.E. Dormidonov, V.P. Kandidov
13. Пятая Всероссийская школа для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям, 26 – 29 апреля, 2011, Саров, Россия
 Сборник докладов, с 319-327
Пространственно-временная эволюция фемтосекундного лазерного импульса при филаментации в плавленом кварце
 E.O. Сметанина

14. Конференция “Ломоносов - 2010” МГУ им. М.В. Ломоносова, 12 — 15 апреля 2010, Москва, Россия

Частотно-угловые спектры фемтосекундных лазерных импульсов различных длин волн при филаментации в плавном кварце

Е.О. Сметанина

15. 3-я высшая лазерная школа “Современные проблемы лазерной физики” 2009

Физический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Программа и аннотации докладов, с.18

Частотно-угловой спектр суперконтинуума при филаментации фемтосекундного лазерного импульса в плавном кварце

Е.О. Сметанина, А.Е. Дормидонов, В.О. Компанец

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Луговой В.Н., Прохоров А.М. Теория распространения мощного лазерного излучения в нелинейной среде // Успехи Физических Наук. - 1974. - Т. 16, № 5. - С. 658–679.
2. Аскарьян Г.А. Эффект самофокусировки // Успехи Физических Наук. - 1973. - Т. 111, № 2. - С. 249-260.
3. Chin S.L. et al. The propagation of powerful femtosecond laser pulses in optical media: physics, applications, and new challenges // Can. J. Phys. - 2005. - Vol. 83, № 9. - P. 863–905.
4. Couairon A., Mysyrowicz A. Femtosecond filamentation in transparent media // Phys. Rep. - 2007. - Vol. 441, № 2–4. - P. 47–189.
5. Кандидов В.П., Шленов С.А., Косарева О.Г. Филаментация мощных фемтосекундных лазерных импульсов // Квантовая Электроника. - 2009. - Т. 39, № 3. - С. 205–228.
6. Чекалин С.В., Кандидов В.П. От самофокусировки световых пучков — к филаментации лазерных импульсов. // Успехи Физических Наук. - 2013. - Т. 183, № 2. - С. 133–152.
7. Ахманов С.А., Вислоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. - М.: Наука, 1988. - 312 с.
8. Marburger J.H. Self-focusing: Theory // Prog. Quantum Electron. - 1975. - Vol. 4, Part 1. - P. 35–110.
9. Chin S.L. Femtosecond Laser Filamentation. - Springer, 2010. - 138 p.
10. Глубокое каналирование и филаментация мощного лазерного излучения в веществе / ред. Панченко В. - Интерконтакт Наука, 2009. - 266 с.
11. Becker A. et al. Intensity clamping and re-focusing of intense femtosecond laser pulses in nitrogen molecular gas // Appl. Phys. B. - 2001. - Vol. 73, № 3. - P. 287–290.
12. Liu W. et al. Intensity clamping of a femtosecond laser pulse in condensed matter // Opt. Commun. - 2002. - Vol. 202, № 1-3. - P. 189–197.
13. Xu S. et al. Intensity clamping during laser filamentation by TW level femtosecond laser in air and argon // Laser Phys. - 2012. - Vol. 22, № 1. - P. 195–202.
14. Braun A. et al. Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air // Opt. Lett. - 1995. - Vol. 20, № 1. - P. 73–75.
15. Nibbering E.T.J. et al. Conical emission from self-guided femtosecond pulses in air // Opt. Lett. - 1996. - Vol. 21, № 1. - P. 62–64.
16. Kasparian J., Sauerbrey R., Chin S.L. The critical laser intensity of self-guided light filaments in air // Appl. Phys. B. - 2000. - Vol. 71, № 6. - P. 877–879.
17. Béjot P. et al. Higher-Order Kerr Terms Allow Ionization-Free Filamentation in Gases // Phys. Rev. Lett. - 2010. - Vol. 104, № 10. - P. 103903.
18. Brown J.M. et al. On the relative roles of higher-order nonlinearity and ionization in ultrafast light-matter interactions // Opt. Lett. - 2012. - Vol. 37, № 10. - P. 1604–1606.

19. Kosareva O. et al. Arrest of self-focusing collapse in femtosecond air filaments: higher order Kerr or plasma defocusing? // *Opt. Lett.* - 2011. - Vol. 36, № 7. - P. 1035–1037.
20. Javan A., Kelley P.L. 6A5 - Possibility of self-focusing due to intensity dependent anomalous dispersion // *IEEE J. Quantum Electron.* - 1966. - Vol. 2, № 9. - P. 470–473.
21. Chin S.L. et al. Filamentation and supercontinuum generation during the propagation of powerful ultrashort laser pulses in optical media (white light laser) // *J. Nonlinear Opt. Phys. Mater.* - 1999. - Vol. 08, № 01. - P. 121–146.
22. Liu J. et al. Time-resolved investigation of low-density plasma channels produced by a kilohertz femtosecond laser in air // *Phys. Rev. E.* - 2005. - Vol. 72, № 2. - P. 026412.
23. Кандидов В.П., Федоров В.Ю., Тверской О.В., Косарева О.Г., Чин С.Л. Насыщение интенсивности в филаменте фемтосекундного лазерного излучения // *Квантовая Электроника.* - 2011. - Т. 41, № 4. - С. 382–386.
24. Dubietis A. et al. Light Filaments without Self-Channelling // *Phys. Rev. Lett.* - 2004. - Vol. 92, № 25. - P. 253903.
25. Dubietis A. et al. Self-guided propagation of femtosecond light pulses in water // *Opt. Lett.* - 2003. - Vol. 28, № 14. - P. 1269–1271.
26. W. Liu J.-F.G. Background reservoir: its crucial role for long-distance propagation of femtosecond laser pulses in air. - 2005. - Vol. 80, № 7. - P. 857–860.
27. Liu W. et al. Multiple refocusing of a femtosecond laser pulse in a dispersive liquid (methanol) // *Opt. Commun.* - 2003. - Vol. 225, № 1–3. - P. 193–209.
28. Bergé L. et al. Multiple filamentation of terawatt laser pulses in air // *Phys. Rev. Lett.* - 2004. - Vol. 92, № 22. - P. 225002.
29. Ionin A.A. et al. Multiple filamentation of intense femtosecond laser pulses in air // *JETP Lett.* - 2009. - Vol. 90, № 6. - P. 423–427.
30. Панов Н.А. Множественная филаментация мощных фемтосекундных лазерных импульсов: Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук: 01.04.21 / Н.А. Панов. - Москва, 2009. - 136 с.
31. Bespalov V.I., Talanov V.I. Filamentary Structure of Light Beams in Nonlinear Liquids // *Sov. J. Exp. Theor. Phys. Lett.* - 1966. - Vol. 3. - P. 307.
32. Hosseini S.A. et al. Competition of multiple filaments during the propagation of intense femtosecond laser pulses // *Phys. Rev. A.* - 2004. - Vol. 70, № 3. - P. 033802.
33. Косарева О.Г., Панов Н.А., Кандидов В.П. Сценарий многофиламентации и генерации суперконтинуума мощного фемтосекундного лазерного импульса // *Оптика Атмосферы И Океана.* 2005. Т. 18, № 3. С. 223–231.
34. Mizeikis V. et al. Optical and ultrasonic monitoring of femtosecond laser filamentation in fused silica // *Appl. Surf. Sci.* - 2009. - Vol. 255, № 24. - P. 9721–9723.
35. Kudryashov S.I. et al. Acoustic monitoring of microplasma formation and filamentation of tightly focused femtosecond laser pulses in silica glass // *Appl. Phys. Lett.* - 2008. - Vol. 92, № 10. - P. 101916.
36. Strycker B.D. et al. Femtosecond-laser-induced shockwaves in water generated at an air-water interface // *Opt. Express.* - 2013. - Vol. 21, № 20. - P. 23772–23784.

37. Wahlstrand J.K. et al. Direct imaging of the acoustic waves generated by femtosecond filaments in air // *Opt. Lett.* - 2014. - Vol. 39, № 5. - P. 1290–1293.
38. Ионин А.А., Кудряшов С.И., Селезнев Л.В., Сеницын Д.В. Туннельная ионизация воздуха в сильном поле фемтосекундных лазерных импульсов // *Письма в ЖЭТФ.* - 2009. - Т. 90, № 3. - С. 181–185.
39. Tzortzakis S. et al. Formation of a conducting channel in air by self-guided femtosecond laser pulses // *Phys. Rev. E.* - 1999. - Vol. 60, № 4. - P. R3505–R3507.
40. Зворыкин В.Д., Ионин А.А., Кудряшов С.И., Пономарев Ю.Н., Селезнев Л.В., Сеницын Д.В., Тихомиров Б.А. Нелинейное поглощение ультрафиолетовых фемтосекундных лазерных импульсов в аргоне // *Письма в ЖЭТФ.* - 2008. - Т. 88, № 1. - С. 10–13.
41. Дергачев А.А., Ионин А.А., Кандидов В.П., Селезнев Л.В., Сеницын Д.В., Сунчугашева Е.С., Шлёнов С.А. Филаментация фемтосекундных ИК и УФ импульсов при фокусировке в воздухе // *Квантовая Электроника.* - 2013. - Т. 43, № 1. - С. 29–36.
42. Ionin A.A. et al. Triggering and guiding electric discharge by a train of ultraviolet picosecond pulses combined with a long ultraviolet pulse // *Appl. Phys. Lett.* - 2012. - Vol. 100, № 10. - P. 104105.
43. Зворыкин В.Д., Ионин А.А., Левченко А.О., Месяц Г.А., Селезнев Л.В., Сеницын Д.В., Сметанин И.В., Сунчугашева Е.А., Устиновский Н.Н., Шутов А.В. Создание протяженных плазменных каналов в атмосферном воздухе амплитудно-модулированным УФ излучением Ti : сапфир – KrF-лазера ГАРПУН-МТВ. Ч.2. Накопление электронов в плазме и управление электрическими разрядами // *Квантовая Электроника.* - 2013. - Т. 43, № 4. - С. 339–346.
44. Fontaine B.L. et al. Filamentation of ultrashort pulse laser beams resulting from their propagation over long distances in air // *Phys. Plasmas 1994-Present.* - 1999. - Vol. 6, № 5. - P. 1615–1621.
45. Tzortzakis S. et al. Time-evolution of the plasma channel at the trail of a self-guided IR femtosecond laser pulse in air // *Opt. Commun.* - 2000. - Vol. 181, № 1–3. - P. 123–127.
46. Gopal A., Minardi S., Tatarakis M. Quantitative two-dimensional shadowgraphic method for high-sensitivity density measurement of under-critical laser plasmas // *Opt. Lett.* - 2007. - Vol. 32, № 10. - P. 1238–1240.
47. Minardi S. et al. Accurate retrieval of pulse-splitting dynamics of a femtosecond filament in water by time-resolved shadowgraphy // *Opt. Lett.* - 2009. - Vol. 34, № 19. - P. 3020–3022.
48. Букин В.В., Гарнов С.В., Малютин А.А., Стрелков В.В. Фемтосекундная лазерная микроплазма оптического пробоя газов: динамика процессов ионизации и постиионизации // *Квантовая Электроника.* - 2007. - Т. 37, № 10. - С. 961–966.
49. Valuev V.V. et al. Plasma channels formed by a set of filaments as a guiding system for microwave radiation // *J. Commun. Technol. Electron.* - 2010. - Vol. 55, № 2. - P. 208–214.
50. Châteauneuf M. et al. Microwave guiding in air by a cylindrical filament array waveguide // *Appl. Phys. Lett.* - 2008. - Vol. 92, № 9. - P. 091104.
51. Zvorykin V.D. et al. Microwave energy channeling in plasma waveguides created by a high-power UV laser in the atmosphere // *Bull. Lebedev Phys. Inst.* - 2010. - Vol. 37, № 2. - P. 60–64.

52. Zvorykin V.D. et al. Long-distance directed transfer of microwaves in tubular sliding-mode plasma waveguides produced by KrF laser in atmospheric air // *Phys. Plasmas* - 2012. - Vol. 19, № 3. - P. 033509.
53. Zvorykin V.D. et al. Transfer of microwave radiation in sliding mode plasma waveguides // *JETP Lett.* - 2010. - Vol. 91, № 5. - P. 226–230.
54. Davis K.M. et al. Writing waveguides in glass with a femtosecond laser // *Opt. Lett.* - 1996. - Vol. 21, № 21. - P. 1729–1731.
55. Saliminia A., Vallée R., Chin S.L. Waveguide writing in silica glass with femtosecond pulses from an optical parametric amplifier at 1.5 μm // *Opt. Commun.* - 2005. - Vol. 256, № 4–6. - P. 422–427.
56. Watanabe W. et al. Wavelength division with three-dimensional couplers fabricated by filamentation of femtosecond laser pulses // *Opt. Lett.* - 2003. - Vol. 28, № 24. - P. 2491–2493.
57. Zhang H. et al. Femtosecond laser direct writing of multiwavelength Bragg grating waveguides in glass // *Opt. Lett.* - 2006. - Vol. 31, № 23. - P. 3495–3497.
58. Chin S.L. et al. Interference of transverse rings in multifilamentation of powerful femtosecond laser pulses in air // *Opt. Commun.* - 2002. - Vol. 210, № 3–6. - P. 329–341.
59. A. Matijošius R.P. et al. Space-Time Recovery of Arbitrarily Shaped Wave-Packets by Means of Three Dimensional Imaging Technique // *Nonlinear Analysis: Modelling and Control.* - 2004. - Vol. 9, № 3. - P. 259
60. Rothenberg J.E. Pulse splitting during self-focusing in normally dispersive media // *Opt. Lett.* - 1992. - Vol. 17, № 8. - P. 583–585.
61. Chernev P., Petrov V. Self-focusing of light pulses in the presence of normal group-velocity dispersion // *Opt. Lett.* - 1992. - Vol. 17, № 3. - P. 172–174.
62. Trippenbach M., Band Y. Dynamics of short-pulse splitting in dispersive nonlinear media // *Phys. Rev. A.* - 1997. - Vol. 56, № 5. - P. 4242–4253.
63. Skupin S., Bergé L. Self-guiding of femtosecond light pulses in condensed media: Plasma generation versus chromatic dispersion // *Phys. Nonlinear Phenom.* - 2006. - Vol. 220, № 1. - P. 14–30.
64. Skupin S., Nuter R., Bergé L. Optical femtosecond filaments in condensed media // *Phys. Rev. A.* - 2006. - Vol. 74, № 4. - P. 043813.
65. Diddams S.A. et al. Amplitude and phase measurements of femtosecond pulse splitting in nonlinear dispersive media // *Opt. Lett.* - 1998. - Vol. 23, № 5. - P. 379–381.
66. Ranka J.K., Schirmer R.W., Gaeta A.L. Observation of Pulse Splitting in Nonlinear Dispersive Media // *Phys. Rev. Lett.* - 1996. - Vol. 77, № 18. - P. 3783–3786.
67. Blonskii I.V. et al. Direct observation of the space-time transformation of a femtosecond laser pulse in fused quartz // *JETP Lett.* - 2009. - Vol. 89, № 11. - P. 535–539.
68. Tzortzakis S. et al. Self-Guided Propagation of Ultrashort IR Laser Pulses in Fused Silica // *Phys. Rev. Lett.* - 2001. - Vol. 87, № 21. - P. 213902.
69. Trull J. et al. Spatiotemporal three-dimensional mapping of nonlinear X waves // *Phys. Rev. E.* - 2004. - Vol. 69, № 2. - P. 026607.

70. Jarnac A. et al. Whole life cycle of femtosecond ultraviolet filaments in water // *Phys. Rev. A.* - 2014. - Vol. 89, № 3. - P. 033809.
71. Moll K.D., Gaeta A.L. Role of dispersion in multiple-collapse dynamics // *Opt. Lett.* - 2004. - Vol. 29, № 9. - P. 995–997.
72. Bergé L., Mauger S., Skupin S. Multifilamentation of powerful optical pulses in silica // *Phys. Rev. A.* - 2010. - Vol. 81, № 1. - P. 013817.
73. Liu J., Li R., Xu Z. Few-cycle spatiotemporal soliton wave excited by filamentation of a femtosecond laser pulse in materials with anomalous dispersion // *Phys. Rev. A.* - 2006. - Vol. 74, № 4. - P. 043801.
74. Bergé L., Skupin S. Self-channeling of ultrashort laser pulses in materials with anomalous dispersion // *Phys. Rev. E Stat. Nonlin. Soft Matter Phys.* - 2005. - Vol. 71, № 6 Pt 2. - P. 065601.
75. Kandidov V.P. et al. Self-transformation of a powerful femtosecond laser pulse into a white-light laser pulse in bulk optical media (or supercontinuum generation) // *Appl. Phys. B.* - 2003. - Vol. 77, № 2-3. - P. 149–165.
76. Zheltikov A.M. Let there be white light: supercontinuum generation by ultrashort laser pulses // *Uspekhi Fiz. Nauk.* - 2006. - Vol. 176, № 6. - P. 623.
77. Alfano R.R., Shapiro S.L. Observation of Self-Phase Modulation and Small-Scale Filaments in Crystals and Glasses // *Phys. Rev. Lett.* - 1970. - Vol. 24, № 11. - P. 592–594.
78. Fork R.L. et al. Femtosecond white-light continuum pulses // *Opt. Lett.* - 1983. - Vol. 8, № 1. - P. 1–3.
79. Brodeur A., Chin S.L. Band-Gap Dependence of the Ultrafast White-Light Continuum // *Phys. Rev. Lett.* - 1998. - Vol. 80, № 20. - P. 4406–4409.
80. Brodeur A., Chin S.L. Ultrafast white-light continuum generation and self-focusing in transparent condensed media // *J. Opt. Soc. Am. B.* - 1999. - Vol. 16, № 4. - P. 637–650.
81. Nagura C. et al. Generation and characterization of ultrafast white-light continuum in condensed media // *Appl. Opt.* - 2002. - Vol. 41, № 18. - P. 3735–3742.
82. Gaeta. Catastrophic collapse of ultrashort pulses // *Phys. Rev. Lett.* - 2000. - Vol. 84, № 16. - P. 3582–3585.
83. Petit S. et al. Some Consequences during the Propagation of an Intense Femtosecond Laser Pulse in Transparent Optical Media: a Strongly Deformed White-Light Laser // *Laser Physics.* - 2000. - Vol. 10, № 1. - P. 93–100.
84. Бондаренко Н.Г., Еремина И.В., Таланов В.И. Уширение спектра при самофокусировке света в стеклах // *Письма в ЖЭТФ.* - 1970. - Т. 12, № 3. - С. 125–128.
85. Golub I. Optical characteristics of supercontinuum generation // *Opt. Lett.* - 1990. - Vol. 15, № 6. - P. 305–307.
86. Xing Q., Yoo K.M., Alfano R.R. Conical emission by four-photon parametric generation by using femtosecond laser pulses // *Appl. Opt.* - 1993. - Vol. 32, № 12. - P. 2087–2089.
87. A. K. Dharmadhikari F.A.R. Plasma effects and the modulation of white light spectra in the propagation of ultrashort, high-power laser pulses in barium fluoride. - 2006. - Vol. 82, № 4. - P. 575–583.

88. Brodeur A. et al. Moving focus in the propagation of ultrashort laser pulses in air // *Opt. Lett.* - 1997. - Vol. 22, № 5. - P. 304–306.
89. Daniele Faccio P.D.T. Far-field spectral characterization of conical emission and filamentation in Kerr media // *J. Opt. Soc. Am. B.* - 2005. - Vol. 22. - P. 862–869.
90. Faccio D. et al. Conical Emission, Pulse Splitting, and X-Wave Parametric Amplification in Nonlinear Dynamics of Ultrashort Light Pulses // *Phys. Rev. Lett.* - 2006. - Vol. 96, № 19. - P. 193901.
91. Couairon A., Faccio D., Trapani P.D. *Conical Waves, Filaments and Nonlinear Filamentation Optics.* - Aracne, 2007. - 172 p.
92. Couairon A. et al. Nonlinear X-wave formation by femtosecond filamentation in Kerr media // *Phys. Rev. E Stat. Nonlin. Soft Matter Phys.* - 2006. - Vol. 73, № 1 Pt 2. - P. 016608.
93. Дормидонов А.Е., Кандидов В.П., Компанец В.О., Чекалин С.В. Дискретные кольца конической эмиссии при филаментации фемтосекундного лазерного импульса в кварце // *Квантовая Электроника* - 2009. - Т. 39, № 7. - С. 653–657.
94. Dormidonov A.E. et al. Interference effects in the conical emission of a femtosecond filament in fused silica // *JETP Lett.* - 2010. - Vol. 91, № 8. - P. 373–377.
95. Nguyen N.T. et al. Optical breakdown versus filamentation in fused silica by use of femtosecond infrared laser pulses // *Opt. Lett.* - 2003. - Vol. 28, № 17. - P. 1591–1593.
96. Faccio D. et al. Generation and control of extreme blueshifted continuum peaks in optical Kerr media // *Phys. Rev. A.* - 2008. - Vol. 78, № 3. - P. 033825.
97. Saliminia A., Chin S.L., Vallée R. Ultra-broad and coherent white light generation in silica glass by focused femtosecond pulses at 1.5 μm // *Opt. Express.* - 2005. - Vol. 13, № 15. - P. 5731–5738.
98. Naudeau M.L. et al. Observation of nonlinear optical phenomena in air and fused silica using a 100 GW, 1.54 μm source // *Opt. Express.* - 2006. - Vol. 14, № 13. - P. 6194.
99. Kolesik M. et al. Physical Factors Limiting the Spectral Extent and Band Gap Dependence of Supercontinuum Generation // *Phys. Rev. Lett.* - 2003. - Vol. 91, № 4. - P. 043905.
100. Wai P.K.A. et al. Nonlinear pulse propagation in the neighborhood of the zero-dispersion wavelength of monomode optical fibers // *Opt. Lett.* - 1986. - Vol. 11, № 7. - P. 464–466.
101. Штумпф С.А. Динамика сильных полей световых импульсов из малого числа колебаний в диэлектрических средах: Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук: 01.04.05 / С.А. Штумпф. - Санкт-Петербург, 2009. - 124 с.
102. Шполянский Ю.А. Спектрально-временная эволюция предельно коротких импульсов света в прозрачных средах и оптических волноводах с дисперсией и кубической нелинейностью: Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук: 01.04.05 / Ю.А. Шполянский. - Санкт-Петербург, 2010. - 246 с.
103. Elgin J.N. Soliton propagation in an optical fiber with third-order dispersion // *Opt. Lett.* - 1992. - Vol. 17, № 20. - P. 1409–1410.
104. Kosareva O.G. et al. Pulse shortening due to filamentation in transparent medium // *Laser Phys. Lett.* - 2007. - Vol. 4, № 2. - P. 126–132.

105. Kosareva O.G. et al. Optimization of a femtosecond pulse self-compression region along a filament in air // *Appl. Phys. B.* - 2008. - Vol. 91, № 1. - P. 35–43.
106. Курилова М.В., Урюпина Д.С., Мажорова А.В., Волков Р.В., Горгуца С.Р., Панов Н.А., Косарева О.Г., Савельев А.Б. Формирование оптических импульсов длительностью до 8 фс при филаментации коллимированного фемтосекундного лазерного излучения в аргоне // *Квантовая Электроника* - 2009. - Т. 39, № 10. - С. 879–881.
107. Uryupina D. et al. Few-cycle optical pulse production from collimated femtosecond laser beam filamentation // *J. Opt. Soc. Am. B.* - 2010. - Vol. 27, № 4. - P. 667-674.
108. Liu J. et al. Polarization-dependent pulse compression in an argon-filled cell through filamentation // *Laser Phys. Lett.* - 2008. - Vol. 5, № 1. - P. 45–47.
109. Zhavoronkov N.I. Control of compression dynamics by spatially adjustable femtosecond filamentation // *Laser Phys. Lett.* - 2009. - Vol. 6, № 11. - P. 806.
110. Silberberg Y. Collapse of optical pulses // *Opt. Lett.* - 1990. - Vol. 15, № 22. - P. 1282–1284.
111. Ахманов С.А., Сухоруков А.П., Хохлов Р.В. Самофокусировка и дифракция света в нелинейной среде // *Успехи Физических Наук.* - 1967. - Т. 93, - № 9. - С. 19–70.
112. Kuznetsov E.A. et al. Sharper criteria for the wave collapse // *Phys. Nonlinear Phenom.* - 1995. - Vol. 87, № 1–4. - P. 273–284.
113. Захаров В.Е., Кузнецов Е.А. Оптические солитоны и квазисолитоны // *ЖЭТФ.* - 1998. - Т. 13, № 5. - С. 1892–1914.
114. Захаров В.Е., Кузнецов Е.А. Солитоны и коллапсы: два сценария эволюции нелинейных волновых систем // *Успехи Физических Наук.* - 2012. - Т. 182, № 6. - С. 569-592.
115. Bergé L. Wave collapse in physics: principles and applications to light and plasma waves // *Phys. Rep.* - 1998. - Vol. 303, № 5–6. - P. 259–370.
116. McLeod R., Wagner K., Blair S. (3+1)-dimensional optical soliton dragging logic // *Phys. Rev. A.* - 1995. - Vol. 52, № 4. - P. 3254–3278.
117. Kivshar Y.S., Agrawal G.P. *Optical solitons: from fibers to photonic crystals.* - Amsterdam; Boston: Academic Press, 2003.
118. Fibich G., Pan B. Optical light bullets in a pure Kerr medium // *Optics Letters*, 2004. Vol. 29, №8. P. 887-889. - 540 p.
119. Porras M.A., Parola A., Di Trapani P. Nonlinear unbalanced O waves: nonsolitary, conical light bullets in nonlinear dissipative media // *J. Opt. Soc. Am. B.* - 2005. - Vol. 22, № 7. - P. 1406–1413.
120. Porras M.A. Nonlinear light bullets in purely lossy, self-focusing media // *Appl. Phys. B.* - 2011. - Vol. 103, № 3. - P. 591–596.
121. Porras M.A., Redondo F. On the stabilizing effect of nonlinear energy losses in light bullet propagation // *J. Opt. Soc. Am. B.* - 2013. - Vol. 30, № 3. - P. 603–609.
122. Kozlov S.A., Samartsev V.V. *Fundamentals of Femtosecond Optics.* - Woodhead Publishing Limited, 2013. - 272 p.
123. Kozlov S.A., Sazonov S.V. Nonlinear propagation of optical pulses of a few oscillations duration in dielectric media // *J. Exp. Theor. Phys.* 1997. Vol. 84, № 2. P. 221–228.

124. Беспалов В.Г. Козлов С.А., Сутягин А.Н., Шполянский Ю.А. Сверхуширение спектра интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов и их временное сжатие до одного колебания светового поля // *Оптический журнал*. - 1998. - Т. 65, № 10. - С. 85–88.
125. Koprnikov I.G. et al. Self-Compression of High-Intensity Femtosecond Optical Pulses and Spatiotemporal Soliton Generation // *Phys. Rev. Lett.* - 2000. - Vol. 84, № 17. - P. 3847–3850.
126. Couairon A. Light bullets from femtosecond filamentation // *Eur. Phys. J. - At. Mol. Opt. Plasma Phys.* - 2003. - Vol. 27, № 2. - P. 159–167.
127. Bergé L., Skupin S. Few-Cycle Light Bullets Created by Femtosecond Filaments // *Phys. Rev. Lett.* - 2008. - Vol. 100, № 11. - P. 113902.
128. Skobelev S.A., Kim A.V., Willi O. Generation of High-Energy Few-Cycle Laser Pulses by Using the Ionization-Induced Self-Compression Effect // *Phys. Rev. Lett.* - 2012. - Vol. 108, № 12. - P. 123904.
129. Béjot P., Kasparian J., Wolf J.-P. Cross compression of light bullets by two-color cofilamentation // *Phys. Rev. A*. - 2008. - Vol. 78, № 4. - P. 043804.
130. Uryupina D. et al. 3D Raman bullet formed under filamentation of femtosecond laser pulses in air and nitrogen // *Appl. Phys. B*. - 2013. - Vol. 110, № 1. - P. 123–130.
131. Bugai A.N., Sazonov S.V. Optical terahertz bullets // *JETP Lett.* - 2014. - Vol. 98, № 10. - P. 638–643.
132. Skarka V., Berezhiani V., Miklaszewski R. Light bullets propagation in saturating nonlinear optical medium // *Dyn. Syst. Plasmas Gravit.* - 1999. - Vol. 518. - P. 130–140.
133. Belashenkov N.R., Gagarinskii S.V. Nonlinear refraction of light on second-harmonic generation // *Opt. Spectrosc.* - 1989. - Vol. 66. - P. 806–808.
134. DeSalvo R. et al. Self-focusing and self-defocusing by cascaded second-order effects in KTP // *Opt. Lett.* - 1992. - Vol. 17, № 1. - P. 28–30.
135. Buryak A.V. et al. Optical solitons due to quadratic nonlinearities: from basic physics to futuristic applications // *Phys. Rep.* - 2002. - Vol. 370, № 2. - P. 63–235.
136. Ostrovskii L.A. Propagation of Wave Packets and Space-time Self-focusing in a Nonlinear Medium // *Sov. J. Exp. Theor. Phys.* - 1967. - Vol. 24. - P. 797.
137. Karamzin Y., Sukhorukov A. Mutual focusing of intense light beams in media with quadratic nonlinearity // *Zhurnal Eksp. Teor. Fiz.* - 1975. - Vol. 68, № 3. - P. 834–847.
138. Karamzin Y.N., Sukhorukov A.P. Nonlinear interaction of diffracted light beams in a medium with quadratic nonlinearity: mutual focusing of beams and limitation on the efficiency of optical frequency converters // *Sov. Phys. J. Exp. Theor. Phys. Lett.* - 1974. - Vol. 20. - P. 339–342.
139. Liu X., Qian L.J., Wise F.W. Generation of Optical Spatiotemporal Solitons // *Phys. Rev. Lett.* - 1999. - Vol. 82, № 23. - P. 4631–4634.
140. Mihalache D. et al. Stable three-dimensional spatiotemporal solitons in a two-dimensional photonic lattice // *Phys. Rev. E Stat. Nonlin. Soft Matter Phys.* - 2004. - Vol. 70, № 5 Pt 2. - P. 055603.
141. Zheltikov A.M. Ultrashort light pulses in hollow waveguides // *Phys.-Uspekhi*. - 2007. - Vol. 45, № 7. - P. 687-718.

142. Fedotov A.B. et al. Pulse-shaping control of spectral transformations of ultrashort pulses in photonic-crystal fibers // *Laser Phys.* - 2006. - Vol. 16, № 6. - P. 957–959.
143. Voronin A.A., Zheltikov A.M. Solitons evolving toward few-and single-cycle pulses in photonic-crystal fibers // *Laser Phys.* - 2008. - Vol. 18, № 12. - P. 1416–1419.
144. Lobanov V.E., Kartashov Y.V., Torner L. Light bullets by synthetic diffraction-dispersion matching // *Phys. Rev. Lett.* - 2010. - Vol. 105, № 3. - P. 033901.
145. Eisenberg H.S. et al. Kerr spatiotemporal self-focusing in a planar glass waveguide // *Phys. Rev. Lett.* - 2001. - Vol. 87, № 4. - P. 043902.
146. Minardi S. et al. Three-Dimensional Light Bullets in Arrays of Waveguides // *Phys. Rev. Lett.* - 2010. - Vol. 105, № 26. - P. 263901.
147. Eilenberger F. et al. Evolution dynamics of discrete-continuous light bullets // *Phys. Rev. A.* - 2011. - Vol. 84, № 1. - P. 013836.
148. Kolesik M., Moloney J.V. Nonlinear optical pulse propagation simulation: From Maxwell's to unidirectional equations // *Phys. Rev. E.* - 2004. - Vol. 70, № 3. - P. 036604.
149. Luc Bergé S.S. Modeling ultrashort filaments of light // *Discrete Contin. Dyn. Syst.* - 2009. - Vol. 23, № 4. - P. 1099.
150. Couairon A. et al. Practitioner's guide to laser pulse propagation models and simulation: Numerical implementation and practical usage of modern pulse propagation models // *Eur. Phys. J. Spec. Top.* - 2011. - Vol. 199, № 1. - P. 5–76.
151. Бахтин М.А., Шполянский Ю.А. О границах применимости метода медленно меняющейся огибающей в оптике сверхкоротких импульсов // *Современные технологии.* - Санкт-Петербург, 2000. - P. 19–32.
152. Brabec T., Krausz F. Nonlinear Optical Pulse Propagation in the Single-Cycle Regime // *Phys. Rev. Lett.* - 1997. - Vol. 78, № 17. - P. 3282–3285.
153. Ishikawa K., Kumagai H., Midorikawa K. High-power regime of femtosecond-laser pulse propagation in silica: Multiple-cone formation // *Phys. Rev. E.* - 2002. - Vol. 66, № 5. - P. 056608.
154. Zheng J., Mikhailova Y.M., Platonenko V.T. Formation of ultrashort pulses in the process of the propagation of tightly focused femtosecond light packets in a transparent condensed medium // *JETP Lett.* - 2007. - Vol. 85, № 8. - P. 369–373.
155. Землянов А.А., Гейнц Ю.Э. Интегральные параметры мощного фемтосекундного лазерного излучения при филаментации в воздухе // *Оптика атмосферы и океана.* - 2005. - Т. 18, № 7. - С. 574–579.
156. Землянов А.А., Гейнц Ю.Э. Эволюция эффективных характеристик лазерного излучения фемтосекундной длительности при самовоздействии в газовой среде // *Оптика и спектроскопия.* - 2008. - Т. 104, № 5. - С. 853–865.
157. Husakou A.V., Herrmann J. Supercontinuum Generation of Higher-Order Solitons by Fission in Photonic Crystal Fibers // *Phys. Rev. Lett.* - 2001. - Vol. 87, № 20. - P. 203901.
158. Oleinikov P.A., Platonenko V.T. Raman Transitions between Rotational Levels and Self-Phase Modulation of Subpicosecond Light Pulses in Air // *Laser Phys.* - 1993. - Vol. 3, № 3. - P. 618–622.

159. Nibbering E.T.J. et al. Determination of the inertial contribution to the nonlinear refractive index of air, N₂, and O₂ by use of unfocused high-intensity femtosecond laser pulses // *J. Opt. Soc. Am. B.* - 1997. - Vol. 14, № 3. - P. 650–660.
160. Fedotov I.V. et al. Controlled rotational Raman echo recurrences and modulation of high-intensity ultrashort laser pulses by molecular rotations in the gas phase // *Opt. Lett.* - 2007. - Vol. 32, № 10. - P. 1275–1277.
161. Mlejnek M., Wright E.M., Moloney J.V. Dynamic spatial replenishment of femtosecond pulses propagating in air // *Opt. Lett.* - 1998. - Vol. 23, № 5. - P. 382–384.
162. Blow K.J., Wood D. Theoretical description of transient stimulated Raman scattering in optical fibers // *IEEE J. Quantum Electron.* - 1989. - Vol. 25, № 12. - P. 2665–2673.
163. Junnarkar M.R. Short pulse propagation in tight focusing conditions // *Opt. Commun.* - 2001. - Vol. 195, № 1–4. - P. 273–292.
164. Bespalov V.G. et al. Simplified field wave equations for the nonlinear propagation of extremely short light pulses // *Phys. Rev. A.* - 2002. - Vol. 66, № 1. - P. 013811.
165. Drozdov A.A. et al. Self-phase modulation and frequency generation with few-cycle optical pulses in nonlinear dispersive media // *Phys. Rev. A.* - 2012. - Vol. 86, № 5. - P. 053822.
166. Berkovsky A.N., Kozlov S.A., Shpolyanskiy Y.A. Self-focusing of few-cycle light pulses in dielectric media // *Phys. Rev. A.* - 2005. - Vol. 72, № 4. - P. 043821.
167. Кандидов В.П., Голубцов И.С., Косарева О.Г. Источники суперконтинуума в мощном фемтосекундном лазерном импульсе при распространении в жидкости и газе // *Квантовая Электроника.* - 2004. - Т. 34, № 4. - С. 348–354.
168. Kolesik M., Wright E.M., Moloney J.V. Interpretation of the spectrally resolved far field of femtosecond pulses propagating in bulk nonlinear dispersive media // *Opt. Express.* - 2005. - Vol. 13, № 26. - P. 10729–10741.
169. Porras M.A., Di Trapani P. Localized and stationary light wave modes in dispersive media // *Phys. Rev. E.* - 2004. - Vol. 69, № 6. - P. 066606.
170. Hernández-Figueroa H.E., Zamboni-Rached M., Recami E. *Localized waves.* - Hoboken, N.J.: Wiley-Interscience: IEEE Press, 2008. - 377 p.
171. Дормидонов А.Е. Формирование конической эмиссии суперконтинуума и упорядоченного множества филаментов мощными фемтосекундными лазерными импульсами: Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук: 01.04.21 / А.Е. Дормидонов. - Москва, 2009. - 150 с.
172. Agrawal G. *Nonlinear Fiber Optics.* - Academic Press, 2001. - 483 p.
173. Milam D. Review and Assessment of Measured Values of the Nonlinear Refractive-Index Coefficient of Fused Silica // *Appl. Opt.* - 1998. - Vol. 37, № 3. - P. 546–550.
174. Olivier T., Billard F., Akhouayri H. Nanosecond Z-scan measurements of the nonlinear refractive index of fused silica // *Opt. Express.* - 2004. - Vol. 12, № 7. - P. 1377–1382.
175. Грасюк А.З. Взаимодействие излучения с веществом: курс лекций по лазер. физике. - Москва: ФИАН, 2004. - 320 с.
176. Делоне Н.Б. - Взаимодействие лазерного излучения с веществом. Курс лекций. - Москва: Наука, 1989. - 279 с.

177. Keldysh L. Ionization in the field of a strong electromagnetic wave // *Sov. Phys. JETP*. - 1965. - Vol. 20. - P. 1307–1314.
178. Malitson I.H. Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica // *J. Opt. Soc. Am.* - 1965. - Vol. 55, № 10. - P. 1205–1208.
179. Dormidonov A.E., Kandidov V.P. Interference model of femtosecond laser pulse conical emission in dispersive medium // *Laser Phys.* - 2009. - Vol. 19, № 10. - P. 1993–2001.
180. Miguel A Porras A.D. From X- to O-shaped spatiotemporal spectra of light filaments in water. // *Opt. Lett.* - 2005. - Vol. 30, № 24. - P. 3398–3400.
181. Silva F. et al. Multi-octave supercontinuum generation from mid-infrared filamentation in a bulk crystal // *Nat. Commun.* - 2012. - Vol. 3. - P. 807.
182. Durand M. et al. Blueshifted continuum peaks from filamentation in the anomalous dispersion regime // *Phys. Rev. A*. - 2013. - Vol. 87, № 4. - P. 043820.
183. Darginavičius J. et al. Ultrabroadband supercontinuum and third-harmonic generation in bulk solids with two optical-cycle carrier-envelope phase-stable pulses at 2 μm // *Opt. Express*. - 2013. - Vol. 21, № 21. - P. 25210–25220.
184. Yulin A.V., Skryabin D.V., Russell P.S.J. Resonant radiation and collapse of ultrashort pulses in planar waveguides // *Opt. Lett.* - 2005. - Vol. 30, № 5. - P. 525–527.
185. Durand M. et al. Self-Guided Propagation of Ultrashort Laser Pulses in the Anomalous Dispersion Region of Transparent Solids: A New Regime of Filamentation // *Phys. Rev. Lett.* - 2013. - Vol. 110, № 11. - P. 115003.
186. Blonskyi I. et al. Manifestations of sub- and superluminality in filamented femtosecond laser pulse in fused silica // *Opt. Commun.* - 2009. - Vol. 282, № 9. - P. 1913–1917.
187. Blonskyi I. et al. Spatiotemporal dynamics of femtosecond filament induced plasma channel in fused silica // *Appl. Phys. B*. - 2009. - Vol. 97, № 4. - P. 829–834.
188. Kumagai H. et al. Observation of the complex propagation of a femtosecond laser pulse in a dispersive transparent bulk material // *J. Opt. Soc. Am. B*. - 2003. - Vol. 20, № 3. - P. 597-602
189. Luc Bergé J.J.R. Self-focusing of chirped optical pulses in media with normal dispersion // *J. Opt. Soc. Am. B*. - 1996. - Vol. 13, № 9. - P. 1879-1891

В заключение хочу выразить глубокую благодарность своему научному руководителю профессору Валерию Петровичу Кандидову за неоценимую помощь и постоянное внимание к моей научной деятельности. Очень признательна моему коллеге Александру Евгеньевичу Дормидонову за помощь в освоении пакета программ численного моделирования.

Благодарю научную группу лаборатории численного эксперимента в оптике, сотрудников Святослава Александровича Шленова, Ольгу Григорьевну Косареву, Сергея Сергеевича Чеснокова, Николая Андреевича Панова и Владимира Юрьевича Федорова, студентов и аспирантов за активную рабочую атмосферу, конструктивное обсуждение научных проблем.

Выражаю благодарность заведующему лабораторией спектроскопии ультрабыстрых процессов ИСАН профессору Сергею Васильевичу Чекалину и старшему научному сотруднику Виктору Олеговичу Компанцу за предоставленную мне возможность участвовать в проведении экспериментальных исследований в Центре коллективного пользования ИСАН.

Благодарю доктора физико-математических наук, главного научного сотрудника отдела фотонных процессов Института физики Национальной академии наук Украины, Виктора Николаевича Кадана за проведение экспериментов с моим участием в Центре коллективного пользования «Лазерный фемтосекундный комплекс» ИФ НАН Украины.