

Спектр суперконтинуума при филаментации лазерных импульсов в условиях сильной и слабой аномальной дисперсии групповой скорости в прозрачных диэлектриках

С.В.Чекалин, В.О.Компанец, А.Е.Дормидонов, Е.Д.Залозная, В.П.Кандидов

Экспериментально и численно исследовано влияние аномальной дисперсии групповой скорости (АДГС) на формирование видимой полосы суперконтинуума и световых пульс при филаментации фемтосекундных импульсов среднего ИК диапазона в плавленом кварце и фторидах. Обнаружено, что антистоксово смещение видимой полосы возрастает с увеличением энергии импульса, центральная длина волны которого лежит в области слабой АДГС, и не зависит от этой энергии в области сильной АДГС. Введен критерий подобия для «силы» АДГС, при которой формируется устойчивая видимая полоса суперконтинуума робастной световой пули в филаменте среднего ИК диапазона.

Ключевые слова: филаментация, фемтосекундные импульсы, световая пуля, суперконтинуум, аномальная дисперсия групповой скорости.

1. Введение

Филаментация фемтосекундного лазерного излучения в прозрачных диэлектриках сопровождается генерацией суперконтинуума (СК), спектральная полоса которого простирается от УФ области до среднего ИК диапазона [1, 2]. Суперконтинуум с наиболее широкой полосой (несколько октав) генерируется при филаментации импульсов в условиях аномальной дисперсии групповой скорости (АДГС) [3–6]. При этом в видимой области СК формируется изолированное крыло, спектральная полоса которого сужается, а максимум смещается в антистоксову область при увеличении центральной длины волны λ_0 действующего импульса [7–11].

Физическую причину возникновения широкого спектрального минимума между антистоксовым крылом и областью центральной длины волны импульса воспроизводит интерференционная модель [12], которая позволяет аналитически рассчитать частотно-угловой спектр СК, а также близкая ей модель трехволнового смешения [13], описывающая образование глобального максимума в частотно-угловом спектре.

Генерация широкополосного СК и его антистоксова крыла при АДГС неразрывно связана с пространственно-временной самокомпрессией лазерного излучения и с образованием высокоинтенсивных световых пульс (СП), длительность которых может составлять менее двух оптических осцилляций [14–16]. СП является устойчивым образованием, и при формировании последовательности СП в филаменте ближнего ИК диапазона каждая пуля «выбрасывает» в видимой полосе СК одинаковую порцию

энергии, величина которой уменьшается с увеличением длины волны импульса [17, 18].

Влияние АДГС на формирование СК и СП при фемтосекундной филаментации зависит от центральной длины волны действующего импульса и материальной дисперсии среды. В [19] установлена общая закономерность, определяющая дисперсионный сдвиг антистоксовой полосы суперконтинуума СП, которая подтверждена спектроскопическими исследованиями филаментации импульсов ближнего и среднего ИК диапазонов в плавленом кварце и фторидах. В настоящее время выполнен ряд экспериментов по филаментации импульсов на длине волны, попадающей в область нулевой ДГС. В [20] показано, что при АДГС, близкой к нулевой, филамент в стекле ВК 7 имеет наибольшую протяженность, а ширина спектра СК достигает 650 нм и охватывает область шириной порядка длины волны действующего импульса. Согласно экспериментам, выполненным в сапфире и плавленом кварце [21], фемтосекундный импульс при филаментации в условиях слабой АДГС распадается на субимпульсы, а его спектр состоит из двух максимумов в окрестности начальной длины волны, тогда как в условиях умеренной и сильной АДГС импульс сжимается и образуется СП с широким спектром СК. Из численного моделирования [22] следует, что при мощности импульса, в три раза превышающей критическую мощность самофокусировки P_{cr} , в филаменте образуется одна СП при дисперсионной длине, много большей и много меньшей длины самофокусировки, и формируется последовательность СП при близких значениях дисперсионной и дифракционной длин.

В настоящей работе исследуются видимая полоса спектра СК и образование СП при филаментации фемтосекундных импульсов на ряде длин волн в областях слабой и сильной АДГС в плавленом кварце, BaF_2 и CaF_2 . Рассматривается режим одиночной филаментации при мощности импульса, в 1.2–3 раза превышающей P_{cr} . Анализируется влияние энергии импульса на образование видимой полосы СК и СП в областях слабой и сильной АДГС. На основе экспериментальных и численных результатов показано, что отношение дисперсионной длины к дифракционной является критерием подобия,

С.В.Чекалин, В.О.Компанец, Институт спектроскопии РАН, Россия, 108840 Москва, Троицк, ул. Физическая, 5;
e-mail: chekalin@isan.troitsk.ru, kompanetsvo@isan.troitsk.ru
А.Е.Дормидонов, Е.Д.Залозная, В.П.Кандидов, Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы;
e-mail: dormidonov@gmail.com, kandidov@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 19 декабря 2016 г.

определяющим «силу» АДГС, при которой в филаменте формируется СП со стабильной полосой СК в видимом диапазоне.

2. Эксперимент

Экспериментальные исследования спектра СК выполнены на спектрометрическом фемтосекундном комплексе на основе перестраиваемого параметрического усилителя TOPAS, совмещенного с регенеративным усилителем Spitfire Pro. Центральная длина волны лазерных импульсов варьировалась в диапазоне 1400–3800 нм, соответствующим областям слабой и сильной АДГС рассматриваемых материалов. Энергия импульсов W измерялась датчиком Fieldmax с детектором PS-10 и для достижения режима одиночного филамента варьировалась в диапазоне $W = (1-15) \times 10^{-6}$ Дж. На сигнальной волне параметрического усилителя при $\lambda_0 = 1400$ нм длительность импульсов по уровню 0.5 составляла $t_{0.5} = 70$ фс, диаметр выходного пучка $d_{0.5} = 1.7$ мм. На холостой волне при $\lambda_0 = 2600$ нм длительность импульсов $t_{0.5}$ возрастала до 100 фс, выходной пучок имел эллиптическое сечение 1.7×2.4 мм, при $\lambda_0 = 3800$ нм длительность $t_{0.5} = 100$ фс, сечение пучка составляло 2.5×3.8 мм. Импульсы фокусировались на входную грань образцов тонкой кварцевой линзой с фокусным расстоянием $F = 19$ см в ближнем и $F = 21$ см в среднем ИК диапазонах. Для регистрации спектров использовались волоконный спектрометр ASP-100MF и спектрометр ASPIRHS (Avesta Ltd) в спектральных диапазонах 200–1100 нм и 1200–2600 нм соответственно. Для получения спектров антистоксовой полосы расходящееся излучение СК фокусировалось на тонкий диффузный рассеиватель, установленный непосредственно перед спектрометрами. Исследовались спектры в режиме одиночной филаментации, в котором пиковая мощность импульсов во всех материалах составляет $(1.2-4.0)P_{cr}$.

При филаментации в условиях слабой АДГС использовались импульсы на длине волны, незначительно превышающей длину волны $\lambda_{k_2=0}$, на которой параметр $k_2 = \partial^2 k(\omega)/\partial \omega^2$, определяющий ДГС, обращается в нуль. В плавленом кварце $\lambda_{k_2=0} = 1273$ нм, в кристалле CaF_2 – 1546 нм, в BaF_2 – 1925 нм [23]. Спектры в антистоксовой области исследовались в плавленом кварце при филаментации импульсов на длине волны $\lambda_0 = 1400$ нм, при которой параметр $k_2 = -11.7$ фс²/мм и $P_{cr} = 8.2$ МВт, в CaF_2 – на $\lambda_0 = 1800$ нм при $k_2 = -10.9$ фс²/мм и $P_{cr} = 18.0$ МВт, в BaF_2 – на $\lambda_0 = 2100$ нм при $k_2 = -5.9$ фс²/мм и $P_{cr} = 15.7$ МВт. Обнаружено, что в условиях слабой АДГС спектр антистоксовой полосы СК существенно смещается в коротковолновую область с увеличением энергии импульса (рис. 1, а). Максимум спектральной интенсивности в антистоксовой полосе λ_{max}^{as} при филаментации в плавленом кварце, CaF_2 и BaF_2 смещается из ИК области 800–1000 нм в видимую область 600–500 нм при увеличении энергии импульса приблизительно на 30%.

В условиях сильной АДГС, при увеличении модуля параметра k_2 более чем в десять раз ($k_2 = -285$ фс²/мм, $P_{cr} = 28$ МВт при $\lambda_0 = 2600$ нм в плавленом кварце, $k_2 = -115$ фс²/мм, $P_{cr} = 52$ МВт при $\lambda_0 = 3060$ нм в CaF_2 , $k_2 = -112$ фс²/мм, $P_{cr} = 51.5$ МВт при $\lambda_0 = 3750$ нм в BaF_2), во всех материалах спектральное положение максимума антистоксовой полосы λ_{max}^{as} не зависит от энергии импульса W , варьируемой в диапазоне, соответствующем режиму одиночной филаментации (рис. 1, б).

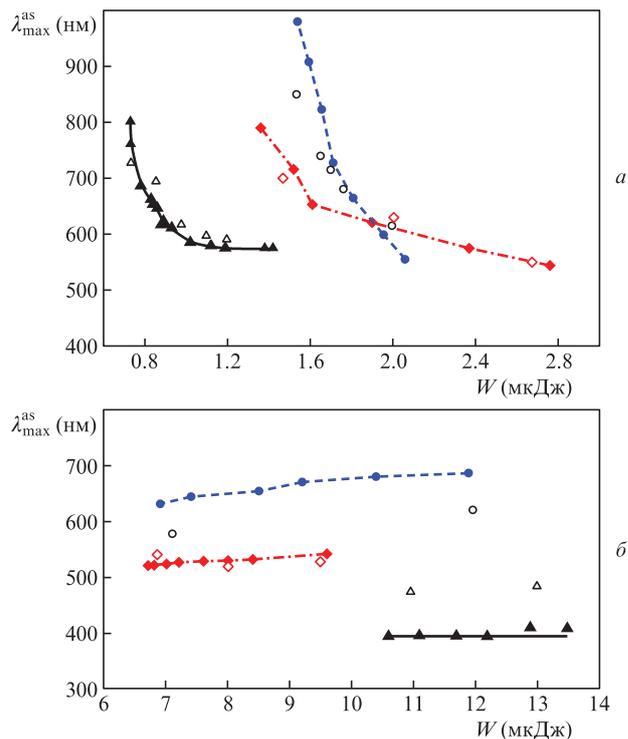


Рис. 1. Зависимости длины волны λ_{max}^{as} спектрального максимума видимой полосы СК от энергии импульса при филаментации в плавленом кварце (\blacktriangle , \triangle), CaF_2 (\blacklozenge , \lozenge) и BaF_2 (\bullet , \circ) в условиях слабой (а) и сильной (б) АДГС; черные точки – эксперимент, светлые – численное моделирование.

3. Численное моделирование

Для анализа наблюдаемых закономерностей формирования спектра СК было проведено численное моделирование филаментации импульсов с параметрами, близкими к экспериментальным. Использовалось приближение медленно меняющейся волны [24], уравнения которого включают в себя нестационарные изменения показателя преломления среды, вызванные керровской и плазменной нелинейностями, дифракцию излучения, материальную дисперсию среды, описываемую формулой Селлмейера, эффект самоукручения фронта импульса, генерацию лазерной плазмы при фото- и лавинной ионизации диэлектриков, а также ослабление излучения, вызванное тормозным поглощением и потерями на фотоионизацию. Полная система многомерных нелинейных уравнений размерности $3D + 1$, которая описывает пространственно-временную трансформацию огибающей волнового пакета и генерацию лазерной плазмы в среде, подробно представлена в [18, 25]. Излучение на входной грани образца задавалось в виде коллимированного пучка спектрально ограниченного импульсного излучения гауссовой пространственно-временной формы:

$$A(r, t, z = 0) = A_0 \exp\left(-\frac{r^2}{2a_0^2} - \frac{t^2}{2\tau_0^2}\right), \quad (1)$$

где a_0 и τ_0 – радиус пучка и половина длительности импульса по уровню интенсивности e^{-1} ; A_0 – пиковая амплитуда светового поля. Параметр τ_0 связан с измеряемой длительностью импульса $t_{0.5}$ простым соотношением: $t_{0.5} = 2\sqrt{\ln 2} \tau_0$. Радиус пучка a_0 при фокусировке на входную грань образца линзой с фокусным расстоянием F оцени-

вался по формуле $a_0 = F\lambda_0\sqrt{\ln 2}/(\pi d_{0.5})$, где $d_{0.5}$ – диаметр пучка на линзе. Амплитуда A_0 определялась по пиковой интенсивности излучения $I_0 = c_0 n_0 \epsilon_0 A_0^2 / 2$, где $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$ Ф/м – электрическая постоянная; n_0 – показатель преломления среды; c_0 – скорость света. Пиковые значения интенсивности I_0 и мощности $P_0 = \pi a_0^2 I_0$ падающего импульса вычислялись по измеренным значениям энергии импульсов $W = \sqrt{\pi} \tau_0 P_0$.

3.1. Слабая АДГС

В плавленном кварце в этом случае рассматривалось излучение на длине волны $\lambda_0 = 1400$ нм с $\tau_0 = 42$ фс, $a_0 = 41.5$ мкм (табл.1). Дисперсионная длина рассматриваемого волнового пакета $L_{dis} = \tau_0^2 / |k_2| = 152$ мм более чем на порядок превышала его дифракционную длину $L_{dif} = ka_0^2 = 11$ мм. Изменения с расстоянием распределения интенсивности в импульсе $I(t, r = 0, z)$ и концентрации электронов в лазерной плазме $N_e(r = 0, z)$ на оси волнового пакета при параметрах нелинейности $R = P_0 / P_{cr} = 1.2$ и $R = 2.0$ приведены на рис.2 в локальной системе отсчёта импульса $\tau = t - z/v_g$, где v_g – групповая скорость импульса.

При малой энергии ($R = 1.2$) пиковая интенсивность I_{peak} и концентрация электронов $N_e(r = 0, z)$ на оси плавно возрастают, достигая максимума в нелинейном фокусе на расстоянии $z = 14.0$ мм (рис.2,а). Длительность импульса на оси волнового пакета монотонно уменьшается вдоль филамента, достигая минимума в нелинейном фокусе, а затем вновь растёт. Отличие скорости распространения сформировавшегося волнового пакета v_b от групповой скорости v_g начального импульса при $R = 1.2$ невелико: $\Delta v = v_g - v_b = 0.0016 v_g$.

Для импульса с большей энергией ($R = 2$) пиковая интенсивность I_{peak} изменяется с расстоянием немонотонно (рис.2,б). Вначале I_{peak} возрастает вследствие самофокусировки наиболее мощных слоев импульса, сдвинутых к его хвосту из-за запаздывания нелинейного отклика, образуя локальный максимум на расстоянии $z = 6.8$ мм. Затем I_{peak} уменьшается вследствие дифракции и плаз-

менной дефокусировки и далее вновь увеличивается из-за компрессии волнового пакета во времени при АДГС, достигая глобального максимума при $z = 7.1$ мм. Сжатие во времени происходит более эффективно, что подтверждает меньшая длительность второго максимума. Отстройка скоростей Δv между v_g и скоростью v_b волнового пакета при $R = 2$ становится более существенной и составляет $0.002 v_g$. Также с увеличением энергии импульса расстояние до места возникновения плазмы сокращается, а протяженность плазменного канала, в котором концентрация электронов $N_e > 10^{-4} N_0$ (N_0 – концентрация нейтральных частиц) увеличивается от 0.15 до 0.50 мм. Минимальная длительность на оси волнового пакета близка к одному периоду светового поля.

Тоновые картины пространственно-временного распределения интенсивности $\lg(I(r, t)/I_0)$ в СП и профили интенсивности на оси $I(r = 0, t)$ при $R = 1.2$ (рис.3,а) и $R = 2$ (рис.3,б) на ряде характерных расстояний иллюстрируют процесс компрессии излучения при филаментации. Окна слева с распределениями $\lg(I(r, t)/I_0)$ на рис.3 соответствуют возникновению лазерной плазмы в филаменте, в центре – достижению максимальной пиковой интенсивности I_{peak} в волновом пакете, окна справа – наибольшей локализации спектра антистоксова крыла СК. Видно, что независимо от энергии импульса генерация плазмы вызывает абберационную дефокусировку и образование кольцевых структур на хвосте волнового пакета. Для импульса с большей энергией фазовая самомодуляция сильнее, и на его переднем фронте начинается формирование второго максимума, не приводящее к образованию второй СП при слабой АДГС (рис.3,б). С увеличением энергии импульса W максимальное значение пиковой интенсивности I_{peak} возрастает от 48 до 61 ТВт/см².

Формирование антистоксова крыла СК при распространении импульса в условиях слабой АДГС иллюстрирует рис.4, на котором в логарифмическом масштабе спектр импульса $\lg[S(\lambda)/S(\lambda_0)]$, где $S(\lambda_0)$ – спектральная интенсивность на длине волны воздействующего импульса,

Табл.1. Параметры импульсов при слабой АДГС.

Среда	λ_0 (нм)	τ_0 (фс)	a_0 (мкм)	W (мкДж)	R	L_{dif} (мм)	L_{dis} (мм)	L_{dis}/L_{dif}
Плавленный кварц	1400	42	41	0.7–1.4	1.2–2.4	11	152	14
BaF ₂	2100	42	46	1.5–2.1	1.3–1.8	9.3	300	32
CaF ₂	1800	42	41	1.5–2.7	1.1–2.0	8.4	170	20

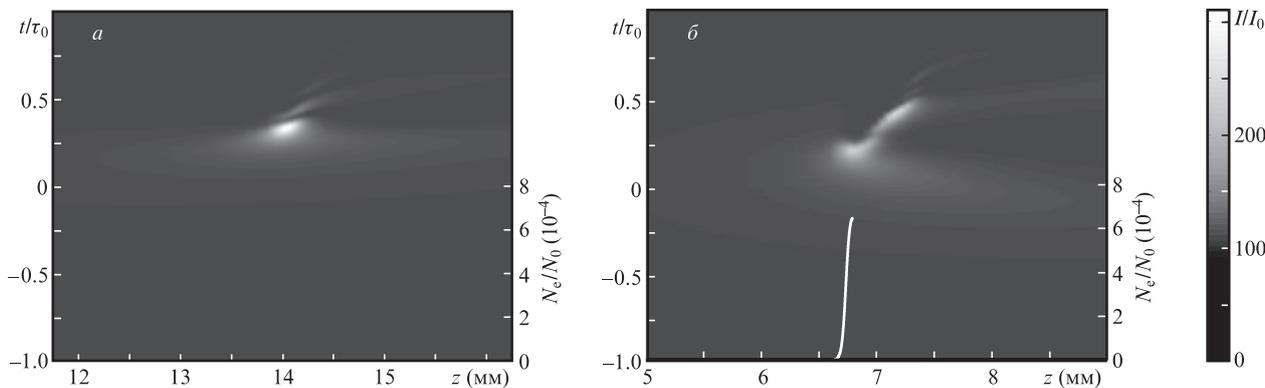


Рис.2. Тоновые картины изменения с расстоянием временного распределения интенсивности на оси пучка $I(r = 0, t, z)$ и профили концентрации электронов $N_e(r = 0, z)$ в случае филаментации в плавленном кварце импульса при $\lambda_0 = 1400$ нм в условиях слабой АДГС при $W = 0.7$ мкДж ($R = 1.2$), $I_0 = 0.18$ ТВт/см² (а) и $W = 1.2$ мкДж ($R = 2.0$), $I_0 = 0.3$ ТВт/см² (б).

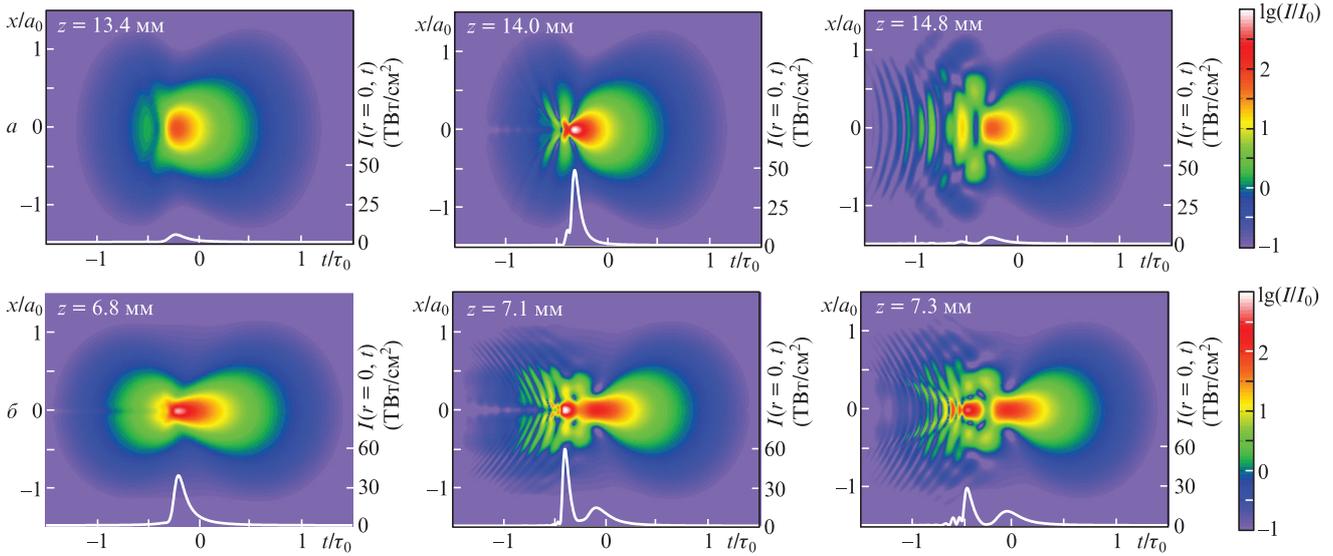


Рис.3. Слабая АДГС. Тоновые картины пространственно-временного распределения $I(r, t)$ и профили интенсивности на оси волнового пакета $I(r = 0, t)$, рассчитанные на ряде характерных расстояний в плавленом кварце при энергии $W = 0.7$ мкДж ($R = 1.2$) (а) и $W = 1.2$ мкДж ($R = 2.0$) (б) ($\lambda_0 = 1400$ нм).

приведен для тех же расстояний, что и распределения интенсивности $I(r, t)$. Спектр СК в начале филамента равномерно уширяется, далее формируется изолированное антистоксово крыло, в котором максимум спектральной интенсивности превышает $0.01S(\lambda_0)$. Спектральная интенсивность в области, отделяющей полосу вблизи несущей длины волны λ_0 от антистоксова крыла, на порядки меньше $S(\lambda_0)$. Эта область формируется в результате деструктивной интерференции широкополосного излучения СК, генерируемого при фазовой самомодуляции на заднем фронте импульса в условиях его резкой дефокусировки в наведенной лазерной плазме и эффекта самоукручения фронта [12].

При распространении импульса в филаменте длина плазменного канала и, следовательно, области генерации СК увеличивается, что приводит к расширению области деструктивной интерференции. В результате антистоксово крыло становится изолированным, его полоса сужается, а $\lambda_{\max}^{\text{as}}$ смещается в коротковолновую область (рис.4). Рост энергии импульса W приводит к увеличению длины плазменного канала (см. рис.2) и, как следствие, к большему коротковолновому сдвигу $\lambda_{\max}^{\text{as}}$. Кроме того, при

увеличении энергии W растет отстройка скоростей Δv , что, в соответствии с интерференционной моделью, вызывает дополнительное смещение $\lambda_{\max}^{\text{as}}$ в коротковолновую область [19]. При увеличении энергии импульса вдвое, от 0.7 до 1.4 мкДж, рассчитанная величина $\lambda_{\max}^{\text{as}}$ сдвигается от 725 до 590 нм (см. рис.1,а). Представленный анализ объясняет зарегистрированное в эксперименте при малой АДГС смещение в коротковолновую область максимума спектральной интенсивности антистоксовой полосы $\lambda_{\max}^{\text{as}}$ при увеличении энергии W . Значения $\lambda_{\max}^{\text{as}}$, полученные в результате численного моделирования филаментации в плавленом кварце импульсов различной энергии, близки к измеренным в эксперименте (рис.1,а).

Филаментация в кристалле BaF_2 при слабой АДГС численно исследовалась для импульсов с центральной длиной волны $\lambda_0 = 2100$ нм при $\tau_0 = 42$ фс и $a_0 = 46$ мкм (табл.1). Изменения формы импульса и спектра антистоксовой полосы СК при филаментации в BaF_2 иллюстрируют рис.5,а и б. Пиковая интенсивность на оси волнового пакета I_{peak} достигает максимума 120 ТВт/см^2 при $W = 1.65$ мкДж и 135 ТВт/см^2 при $W = 2.1$ мкДж (рис.5,а). С увеличением энергии импульса возрастает крутизна его

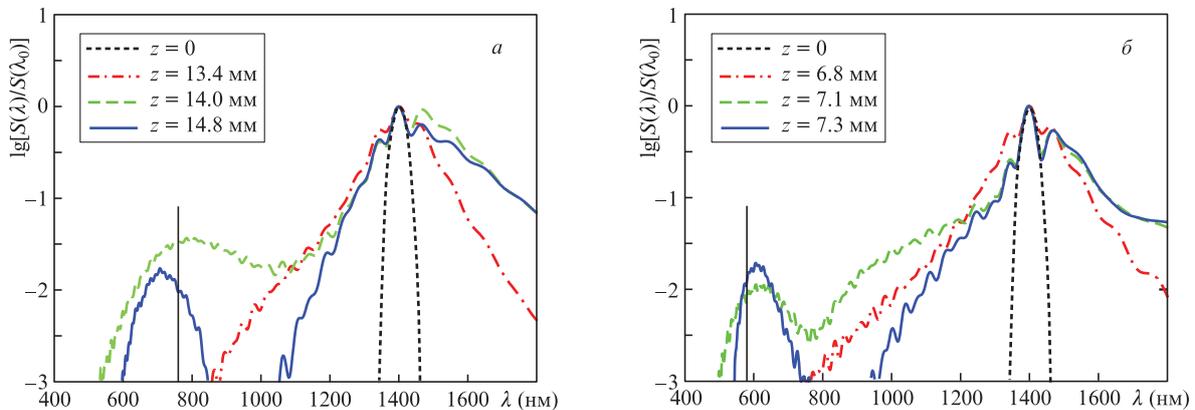


Рис.4. Рассчитанные спектры суперконтинуума $\lg[S(\lambda)/S(\lambda_0)]$ на ряде характерных расстояний z при филаментации в плавленом кварце в условиях слабой АДГС. Длина волны импульса $\lambda_0 = 1400$ нм, $W = 0.7$ мкДж ($R = 1.2$) (а) и $W = 1.2$ мкДж ($R = 2.0$) (б). Экспериментально измеренные положения максимумов антистоксовой полосы отмечены вертикальными линиями.

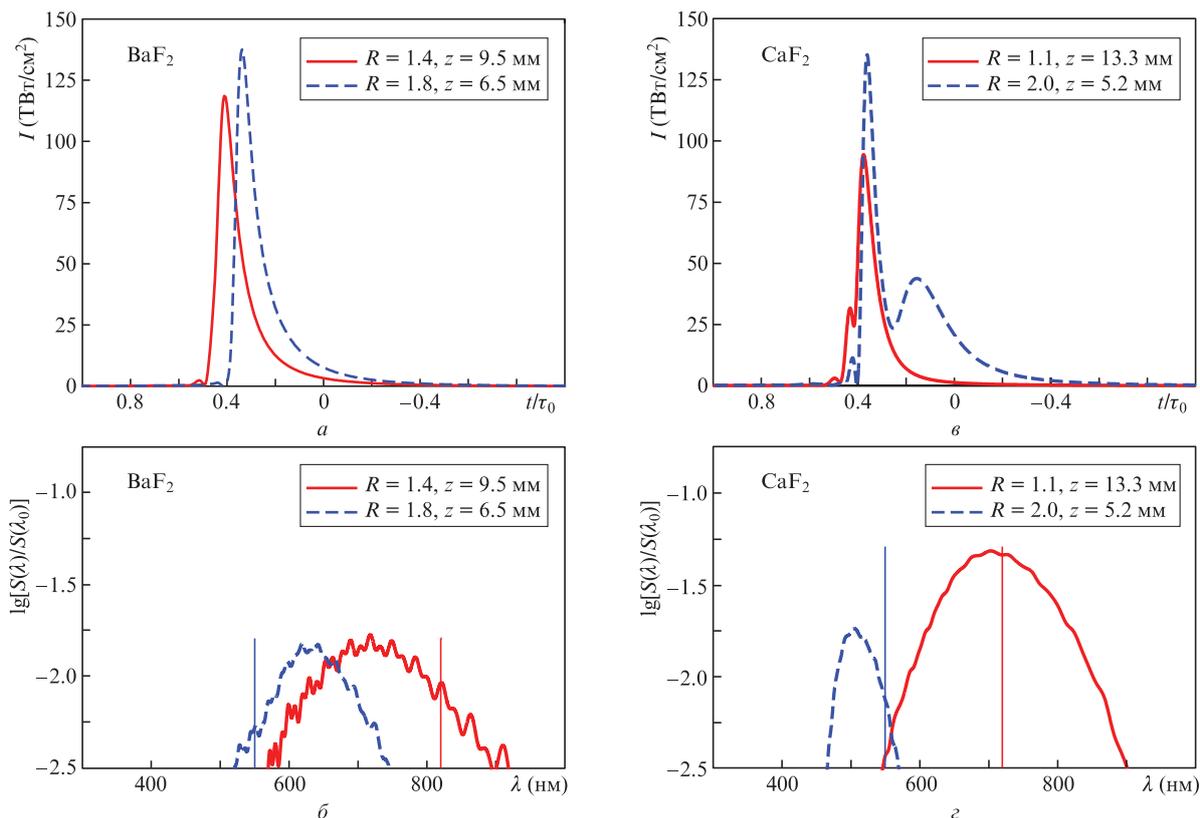


Рис.5. Рассчитанные профили импульса при максимальной интенсивности на оси волнового пакета $I(t)$ в случае филаментации в условиях слабой АДГС в BaF₂ (а) и CaF₂ (б), а также спектры в видимой области $\lg[S(\lambda)/S(\lambda_0)]$ при формировании изолированного антистоксова крыла СК в BaF₂ (в) и CaF₂ (г). Экспериментально измеренные положения максимумов антистоксовой полосы $\lambda_{\max}^{\text{as}}$ отмечены вертикальными линиями.

заднего фронта, вызывая увеличение антистоксова смещения коротковолновой отсечки, расширяется полоса деструктивной интерференции и растет коротковолновый сдвиг максимума антистоксовой полосы (рис.5,б). При увеличении W от 1.5 мкДж ($R = 1.3$) до 2.0 мкДж ($R = 1.7$) максимум $\lambda_{\max}^{\text{as}}$ сдвигается от 850 до 615 нм (см. рис.1,а).

Филаментация в CaF₂ при слабой АДГС численно исследовалась для волновых пакетов с центральной длиной волны $\lambda_0 = 1800$ нм, $\tau_0 = 42$ фс и $a_0 = 41$ мкм (табл.1). С увеличением W максимальное значение пиковой интенсивности в филаменте I_{peak} возрастает с 95 до 135 ТВт/см², длина волны $\lambda_{\max}^{\text{as}}$ смещается с 700 до 500 нм (рис.5,в, г). Рассчитанные зависимости $\lambda_{\max}^{\text{as}}$ от энергии импульса W для кристаллов для BaF₂ и CaF₂ близки к полученным экспериментально (см. рис.1,а).

Таким образом, в случае слабой АДГС в BaF₂ и CaF₂, как и в плавленом кварце, длина волны $\lambda_{\max}^{\text{as}}$ максимума спектральной интенсивности изолированной антистоксовой полосы уменьшается с увеличением энергии импульса W , что было зарегистрировано в эксперименте (рис.1,а). Как показывает проведенный выше анализ, это происходит в результате изменения групповой скорости v_g сжатого волнового пакета и расширения области деструктивной интерференции излучения СК.

3.2. Сильная АДГС

Параметры импульсов при численном моделировании филаментации в условиях сильной АДГС приведены в табл.2. В этом случае, как и при слабой АДГС, пиковая мощность P_0 импульсов незначительно превышает P_{cr} на рассматриваемых длинах волн в соответствующих материалах, но дисперсионная длина близка к дифракционной, $L_{\text{dis}} \approx L_{\text{dif}}$.

В этих условиях при трансформации волнового пакета наряду со сжатием в плоскости, перпендикулярной направлению распространения, происходит его компрессия во времени. В результате формируется СП с высокой пространственно-временной локализацией светового поля. Изменение с расстоянием распределения во времени интенсивности $I(r = 0, t, z)$ на оси филамента имеет вид, характерный для СП [7, 8, 15]. На рис.6 в качестве примера приведены изменения с расстоянием осевых распределений интенсивности $I(r = 0, t, z)$ и концентрации электронов $N_e(r = 0, z)$ в лазерной плазме при филаментации в плавленом кварце и в BaF₂. Вследствие спектрального сдвига групповая скорость СП отличается от групповой скорости начального волнового пакета, что приводит к ее смещению во времени в бегущей системе координат.

Табл.2. Параметры импульсов при сильной АДГС.

Среда	λ_0 (нм)	τ_0 (фс)	a_0 (мкм)	W (мкДж)	R	L_{dif} (мм)	L_{dis} (мм)	$L_{\text{dis}}/L_{\text{dif}}$
Плавленый кварц	2600	60	72.5	11–13	3.6–4.3	18	12.3	0.7
BaF ₂	3800	60	69	7–12	1.3–2.2	11.5	30.7	2.7
CaF ₂	3000	60	68	6.8–9.5	1.2–1.6	13.7	41.3	3.0

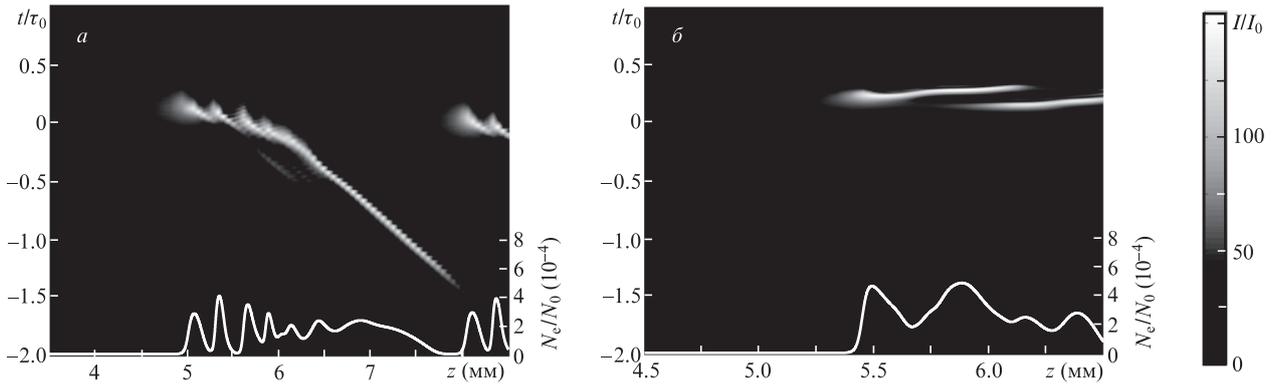


Рис.6. Тоновые картины изменения с расстоянием распределения во времени интенсивности $I(r=0, t, z)$ в СП и профили концентрации электронов $N_e(r=0, z)$ при филаментации импульсов в условиях сильной АДГС: в плавном кварце на $\lambda_0 = 2600$ нм при $I_0 = 0.63$ ТВт/см², $W = 11$ мкДж ($R = 3.6$) (а) и в ВаF₂ на $\lambda_0 = 3800$ нм при $I_0 = 0.75$ ТВт/см², $W = 12$ мкДж ($R = 2.2$) (б).

При этом направление и скорость дрейфа СП во времени существенно зависят от дисперсии импульса и процесса фотоионизации диэлектрика [18]. СП формируется при конкурирующем воздействии керровской и плазменной нелинейностей, и изменение I_{peak} и $N_e(r=0, z)$ с расстоянием является существенно немонотонным (рис.6). После диссипации СП в пространстве и времени в рассмотренных импульсах следующая СП образуется в плавном кварце на расстоянии 8 мм, в ВаF₂ – 6 мм.

Формирование СП иллюстрирует рис.7, где приведены пространственно-временные распределения интенсивности $I(r, t)$ и профили импульса на оси $I(r=0, t)$ на ряде характерных расстояний z при филаментации в плавном кварце импульса на длине волны 2600 нм. Видно, что вследствие плазменной дефокусировки хвоста СП распределения интенсивности в ней имеют вид параболоида, ветви которого направлены к хвосту импульса. Пиковая интенсивность в СП превышает 50 ТВт/см², ее длительность близка к периоду оптических осцилляций, диаметр меняется с расстоянием и составляет несколько длин волн оптического излучения. На расстоянии 7.5 мм СП диссипирует, и вследствие фазовой самомодуляции в условиях АДГС зарождается следующая СП (рис.7, справа). Подобная динамика волнового пакета при образовании СП получена в численном моделировании филаментации импульсов в ВаF₂ и СаF₂ при сильной АДГС.

Изменение энергии импульсов в 1.5–2.0 раза не влияет на сценарий формирования СП в плавном кварце, ВаF₂ и СаF₂, но увеличивает их число и плотность расположения в последовательности. При этом относительное отклонение пиковой интенсивности в них не превышает 1%. Не зависит от энергии импульсов и спектр антистоксова крыла СК, генерируемого СП на длине ее пробега, при рассмотренных параметрах равной 1–3 мм.

На рис.8 приведены спектры антистоксова крыла СП в плавном кварце, ВаF₂ и СаF₂. Согласно численному моделированию длина волны максимума антистоксова крыла при варьировании энергии импульсов практически не меняется, что находится в соответствии с экспериментальными результатами (см. рис.1,б). Стабильность параметров и спектра СП при филаментации импульсов различной энергии подтверждает ее устойчивость к условиям филаментации при сильной АДГС.

4. Параметр подобия для «силы» АДГС

Определение областей слабой и сильной АДГС по величине размерного параметра k_2 не отражает полностью влияния дисперсии на образование СП и связанного с ним формирования спектра СК. Действительно, СП является результатом самоорганизации светового поля при нелинейно-оптическом взаимодействии со средой в условиях АДГС, ее параметры и спектр не зависят от энергии воздействующего импульса и определяются длиной волны и материальной дисперсией среды [17, 18]. СП образуется при согласованной самокомпрессии волнового пакета как в пространстве, так и во времени [26]. До генерации лазерной плазмы компрессия волнового пакета происходит в результате фазово-амплитудной конверсии светового поля при нелинейном набега его фазы в среде с керровской нелинейностью. В приближении второго порядка теории дисперсии, справедливом при начальной компрессии волнового пакета, амплитуда поля $A(r, t, z)$ подчиняется уравнению

$$2ik_0 \frac{\partial A}{\partial z} = \Delta_{\perp} A + k_0 |k_2| \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{2k_0^2}{n_0} \Delta n_{\text{nl}} A, \quad (2)$$

где $\Delta n_{\text{nl}} = n_2 I(r, t, z)$ – приращение показателя преломления в среде с керровской нелинейностью. После перехода

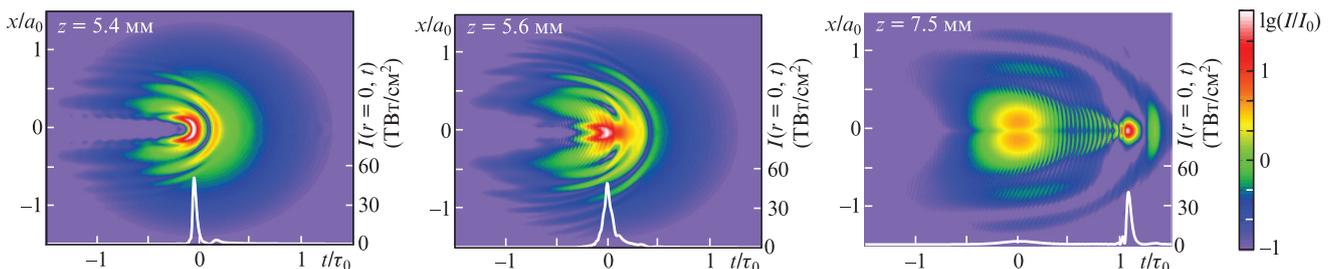


Рис.7. Сильная АДГС. Тоновые картины пространственно-временного распределения $I(r, t)$ и профили интенсивности на оси волнового пакета $I(r=0, t)$, рассчитанные на ряде характерных расстояний в плавном кварце при $\lambda_0 = 2600$ нм и $W = 11$ мкДж ($R = 3.6$).

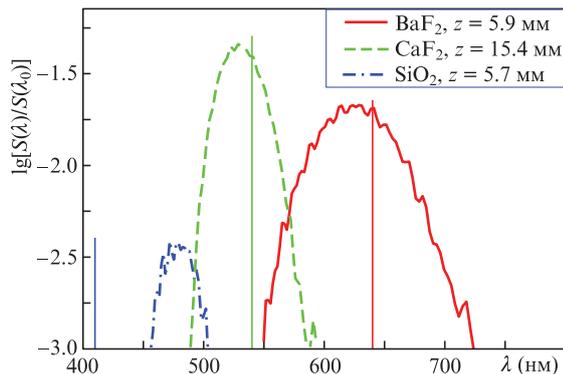


Рис.8. Рассчитанные спектры изолированной антистоксовой полосы спектра СП $\lg[S(\lambda)/S(\lambda_0)]$ в случае филаментации в условиях сильной АДГС в плавленом кварце при $\lambda_0 = 2600$ нм, $W = 11$ мкДж, ($R = 3.6$), в BaF_2 при $\lambda_0 = 3800$ нм, $W = 12$ мкДж ($R = 2.2$) и в CaF_2 при $\lambda_0 = 3000$ нм, $W = 6.8$ мкДж ($R = 1.2$). Измеренные положения максимумов антистоксовой полосы $\lambda_{\text{max}}^{\text{as}}$ отмечены вертикальными линиями.

к безразмерным переменным $\zeta = z/L_{\text{dif}}$, $\xi = x/a_0$, $\eta = y/a_0$ и $\tau = t/\tau_0$ уравнение (2) принимает следующий вид:

$$2i \frac{\partial A}{\partial \zeta} = \frac{\partial^2 A}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial \eta^2} + \frac{L_{\text{dif}}}{L_{\text{dis}}} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} + \frac{2k_0}{n_0} L_{\text{dif}} \Delta n_{\text{nl}} A. \quad (3)$$

При условии $L_{\text{dif}}/L_{\text{dis}} = 1$ пространственные переменные ξ и η в плоскости поперечного сечения и время τ равноправны. Это означает, что самофокусировка пучка и компрессия импульса происходят согласованно, т.е. на одном и том же расстоянии в филаменте волновой пакет сжимается в пространстве и во времени, образуя СП.

Если дисперсионная длина значительно превышает дифракционную, $L_{\text{dis}} \gg L_{\text{dif}}$, то волновой пакет не успевает сжаться во времени при его самофокусировке в пространстве, и СП не образуется. Нелинейная рефракция в плазме, наведенной сфокусированным пучком, создает искажения, которые нарушают компрессию во времени и образование СП. Такой режим нелинейно-оптического взаимодействия волнового пакета с диспергирующей средой можно определить как филаментацию в условиях слабой АДГС. Если $L_{\text{dif}} \approx L_{\text{dis}}$, то в импульсе, пиковая мощность которого не сильно превышает P_{cr} , формируются устойчивые СП, параметры и спектр которых не зависят от энергии импульса, что можно определить как филаментацию в условиях сильной АДГС. Если $L_{\text{dif}} \gg L_{\text{dis}}$, то компрессия волнового пакета во времени опережает его самофокусировку в пространстве, нарушая согласованное пространственно-временное сжатие. В этом случае уменьшение пиковой интенсивности волнового пакета, вызванное дисперсионным расплыванием импульса в начале распространения до возникновения существенной фазовой самомодуляции в керровской среде, может также препятствовать зарождению СП при уменьшении энергии импульса [22].

5. Заключение

При филаментации в прозрачных диэлектриках в условиях слабой АДГС, при которой дисперсионная длина фемтосекундного излучения много больше его дифракционной длины, СП не образуется, и трансформация

пространственно-временного распределения интенсивности и спектра волнового пакета зависит от его энергии. С увеличением энергии излучения возрастает пиковая интенсивность в волновом пакете и, вследствие расширения области деструктивной интерференции широкополосного суперконтинуума, его антистоксово крыло сужается и смещается в коротковолновую область. В условиях сильной АДГС, при которой дисперсионная и дифракционная длины сравнимы, в случае филаментации формируется устойчивая СП, параметры и спектр которой не зависят от энергии воздействующего импульса. Вследствие этого ширина полосы и максимум спектральной интенсивности антистоксова крыла суперконтинуума не меняются при изменении энергии воздействующего импульса.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 14-22-02025-офи_м, 15-32-50193-мол_нр), гранта Президента РФ государственной поддержки ведущих научных школ РФ № НШ-9695.2016.2, а также Программы Президиума РАН «Экстремальное лазерное излучение: физика и фундаментальные приложения»

- Couairon A., Mysyrowicz A. *Phys. Rep.*, **441**, 47 (2007).
- Кандидов В.П., Шленов С.А., Косарева О.Г. *Квантовая электроника*, **39**, 205 (2009).
- Salimnia A., Chin S. L., Vallée R. *Opt. Express*, **13**, 5731 (2005).
- Naudeau M.L., Law R.J., Luk T.S., Nelson T.R., Cameron S.M., Rudd J.V. *Opt. Express*, **14**, 6194 (2006).
- Silva F., Austin D. R., Thai A., et al. *Nat. Commun.*, **3**, 807 (2012).
- Jukna V., Galinis J., et al. *Appl. Phys. B*, **116**, 477 (2014).
- Smetanina E.O., Kompanets V.O., Chekalin S.V., Dormidonov A.E., Kandidov V.P. *Opt. Lett.*, **38**, 16 (2013).
- Durand M., Lim K., Jukna V., McKee E., Baudelet M., Houard A., Richardson M., Mysyrowicz A., Couairon A. *Phys. Rev. A*, **87**, 043820 (2013).
- Vasa P., Dharmadhikari J.A., Dharmadhikari A.K., Sharma R., Singh M., Mathur D. *Phys. Rev. A*, **89**, 043834 (2014).
- Dormidonov A.E., Kompanets V.O., Chekalin S.V., Kandidov V.P. *Opt. Express*, **23**, 29202 (2015).
- Dharmadhikari J.A., Deshpande R.A., Nath A., Dota K., Mathur D., Dharmadhikari A.K. *Appl. Phys. B*, **117**, 471 (2014).
- Dormidonov A.E., Kandidov V.P. *Laser Phys.*, **19**, 1993 (2009).
- Kolesik M., Wright E.M., Moloney J.V. *Opt. Express*, **13**, 10729 (2005).
- Smetanina E.O., Kompanets V.O., Dormidonov A.E., Chekalin S.V., Kandidov V.P. *Laser Phys. Lett.*, **10**, 10540 (2013).
- Чекалин С.В., Компанец В.О., Сметанина Е.О., Кандидов В.П. *Квантовая электроника*, **43**, 326 (2013).
- Gražulevičiūtė I., Šuminas R., Tamošauskas G., Couairon A., Dubietis A. *Opt. Lett.*, **40**, 3719 (2015).
- Чекалин С.В., Компанец В.О., Докукина А.Е., Дормидонов А.Е., Сметанина Е.О., Кандидов В.П. *Квантовая электроника*, **45**, 401 (2015).
- Chekalin S., Dokukina A., Dormidonov A., Kompanets V.O., Smetanina E.O., Kandidov V.P. *J. Phys. B: Atomic, Molec. Opt. Phys.*, **48**, 094008 (2015).
- Дормидонов А.Е., Компанец В.О., Чекалин С.В., Кандидов В.П. *Письма в ЖЭТФ*, **104**, 173 (2016).
- Jiaming Jiang, Yue Zhong, et al. *Phys. Lett. A*, **379**, 1929 (2015).
- Gražulevičiūtė I., Garejev N., Majus D., Jukna V., Tamošauskas G., Dubietis A.J. *J. Opt.*, **18**, 0255022016 (2016).
- Залозная Е.Д., Дормидонов А.Е., Кандидов В.П. *Оптика атмосферы и океана*, **29**, 184 (2016).
- <http://refractiveindex.info>.
- Brabec T., Krausz F. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 3282 (1997).
- Кандидов В.П., Сметанина Е.О., Дормидонов А.Е., Компанец В.О., Чекалин С.В. *ЖЭТФ*, **140**, 484 (2011).
- Silberberg Y. *Opt. Lett.*, **15**, 1282 (1990).