

Влияние дисперсии на динамику антистоксова уширения спектра фемтосекундного импульса при филаментации в плавленом кварце

И. Ю. Гейнц,^{1,*} Е. Д. Залозная,^{1,2} А. Е. Дормидонов,² В. П. Кандидов¹

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

²Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова
Россия, 127055, Москва, Суцеская ул., д. 22

(Поступила в редакцию 14.03.2023; после доработки 21.04.2023; принята к публикации 25.04.2023)

Методами численного моделирования исследована трансформация спектра фемтосекундного волнового пакета при филаментации в плавленом кварце в условиях нормальной, нулевой и аномальной дисперсии групповой скорости. Показано, что при генерации плазмы, вызывающей фазовую модуляцию светового поля, происходит стремительное антистоксово уширение спектра. Установлено, что коротковолновый сдвиг спектра широкополосного суперконтинуума значительно больше при аномальной дисперсии групповой скорости, чем при нормальной и нулевой. Рассмотрено влияние энергии волнового пакета на динамику уширения спектра. Получены оценки параметров расчетной схемы на основе дисперсионного анализа процесса распространения широкополосного суперконтинуума в среде.

PACS: 42.65.Jx, 42.65.Ky, 42.65.Hw, 42.65.Tg. УДК: 535.3.

Ключевые слова: филаментация, спектр суперконтинуума, пространственно-временная компрессия, коротковолновая отсечка, численная схема.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.78.2340403](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.78.2340403)

ВВЕДЕНИЕ

В фемтосекундном лазерном излучении эффекты нелинейного самовоздействия в объеме прозрачного диэлектрика приводят к образованию филаментов, в которых в процессе распространения излучения динамически поддерживается высокая локализация энергии на длине, значительно превышающей рэлеевскую [1–4]. Локализация излучения при филаментации в отсутствие направляющих структур типа капилляров, волноводов, фотонных кристаллов является результатом динамического баланса керровской самофокусировки и дефокусировки в наведенной лазерной плазме.

Явление фемтосекундной филаментации сопровождается значительными пространственно-временными и спектральными искажениями волнового пакета. Одним из ярких примеров проявления нелинейно-оптической трансформации импульса в процессе филаментации является значительное уширение его частотного спектра — генерация когерентного излучения суперконтинуума, простирающегося от ультрафиолетового до инфракрасного спектрального диапазона [5, 6]. Частотно-угловое распределение интенсивности спектральных компонент суперконтинуума определяется пространственно-временным градиентом нелинейного набега фазы импульса при нелинейно-оптическом взаимодействии со средой [7]. При фазовой самомодуляции, вызванной керровской нелинейностью с до-

минирующей электронной компонентой, в твердых диэлектриках происходит симметричное уширение спектра; при самомодуляции, вызванной нелинейностью плазмы, которая развивается на хвосте фемтосекундного импульса, происходит антистоксово уширение. При этом вследствие более сильных градиентов фазы, связанных с плазменной нелинейностью, ширина антистоксовой полосы превышает стоксову.

Дисперсия групповой скорости (ДГС) существенно влияет на динамику волнового пакета и, соответственно, на его пространственно-угловой спектр в филаменте [8]. В условиях нормальной ДГС, при которой в среде параметр $k_2 = \partial^2 k / \partial \omega^2 > 0$, фазовая самомодуляция импульса вызывает уширение и распад его на субимпульсы, а интенсивность спектральных компонент монотонно убывает с увеличением их отстройки от центральной длины волны [9]. Общий сценарий генерации спектра суперконтинуума при $k_2 > 0$, основанный на описании пространственно-временной трансформации излучения в процессе филаментации, представлен в [10]. Авторы [11] демонстрируют зависимость антистоксова уширения спектра от отношения ширины запрещенной зоны диэлектрика к энергии фотона. В условиях аномальной дисперсии групповой скорости ($k_2 = \partial^2 k / \partial \omega^2 < 0$) пространственное сжатие волнового пакета развивается вместе с его компрессией во времени, в результате чего формируются световые пули — экстремально сжатые в пространстве и времени волновые пакеты с высокой локализацией энергии [12, 13]. В спектре суперконтинуума, генерируемого световой пулей, в антистоксовой

* E-mail: geintc.ii17@physics.msu.ru

области формируется изолированное крыло, отделённое широким минимумом от полосы в окрестности несущей длины волны [14, 15]. Закономерности сдвига спектрального максимума антистоксова крыла в коротковолновую область при изменении центральной длины волны световой пули, установленные на основе интерференционных представлений, обобщают результаты известных экспериментов [16]. Пространственно-временной коллапс волнового пакета при образовании световой пули в филаменте сопровождается стремительным смещением коротковолновой отсечки его спектра в антистоксову область [17, 18]. Зависимость ширины и профиля спектра суперконтинуума от значения параметра дисперсии k_2 экспериментально исследованы в [19]. Показано значительное уширение спектра импульса при увеличении несущей длины волны излучения и переходе от нормального режима ДГС к аномальному.

Однако на данный момент не существует полного сравнительного исследования динамики формирования суперконтинуума и скорости сдвига коротковолновой отсечки его спектра при филаментации импульсов в условиях нормальной и аномальной ДГС. В связи с этим подробное исследование динамики антистоксова уширения спектра волнового

пакета и пространственно-временной трансформации напряженности электрического поля при филаментации в различных режимах ДГС является актуальной задачей современной оптики мощного фемтосекундного излучения.

В настоящей работе численным моделированием методом однонаправленного распространения излучения в нелинейной среде исследовано влияние ДГС на формирование антистоксовой полосы и динамику коротковолновой отсечки спектра волнового пакета при нелинейно-оптическом взаимодействии в плавленом кварце. Рассмотрено антистоксово уширение спектра фемтосекундного импульса при филаментации в условиях нормальной, нулевой и аномальной ДГС.

1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Уравнение однонаправленного распространения волнового пакета (UPPE) [20] для компонент частотно-углового спектра напряжённости электрического поля $\hat{E}(\omega, k_\perp, z)$ в нелинейной диспергирующей среде имеет следующий вид в «бегущей» системе координат (знаком $\hat{}$ обозначается пространственно-временное Фурье-преобразование):

$$\frac{\partial \hat{E}}{\partial z} = ik_z \hat{E} + i \frac{\mu_0 \omega^2}{2k_z} \left[\varepsilon_0 \chi^{(3)}(\omega_0) \widehat{E^3} + \frac{i}{\omega} \left\{ \frac{e^2 N_e \widehat{E}}{m^* (\nu_c - i\omega)} + K \hbar \omega_0 \left(\frac{\partial N_e}{\partial t} \frac{1}{E} \right) \right\} \right], \quad (1)$$

где $k_z^2(\omega) = (\omega n(\omega)/c)^2 - k_\perp^2$; $n(\omega)$ — материальная дисперсия диэлектрика, k_\perp — радиальная компонента волнового вектора лазерного импульса, $\chi^{(3)}(\omega_0)$ — коэффициент кубической нелинейности среды на центральной частоте импульса ω_0 , e — заряд электрона, m^* — эффективная масса электрона, N_e — концентрация свободных электронов, ν_c — частота столкновений электронов с нейтралами, K — порядок многофотонности процесса ионизации, ε_0 и μ_0 — электрическая и магнитная постоянные, \hbar — приведенная постоянная Планка. Уравнение (1) записано в форме, соответствующей Международной системе единиц (СИ), и включает в себя дифракцию, дисперсию, нелинейную рефракцию волнового пакета, вызванную керровской и плазменной нелинейностями, а также его ослабление при фотоионизации и поглощении в лазерной плазме. При выводе уравнения (1) ограничения на ширину частотно-углового спектра волнового пакета не накладываются [20], что позволяет в полной мере описывать генерацию суперконтинуума и эволюцию всех гармоник излучения.

Кинетическое уравнение для концентрации электронов $N_e(r, t, z)$ описывает процессы полевой и лавинной ионизации:

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = W(|E|) (1 - N_e/N_0) + \nu_i(|E|) N_e, \quad (2)$$

где $W(|E|)$ — скорость полевой ионизации, определяемая по формуле Келдыша [21], N_0 — концен-

трация нейтральных атомов, $\nu_i = \frac{e^2 |E|^2 \nu_c}{(2U_i m^* (\omega_0^2 + \nu_c^2))}$ — скорость лавинной ионизации, U_i — ширина запрещенной зоны. Для плавленого кварца принято: кубическая нелинейная восприимчивость — $\chi^{(3)}(\omega_0) = 1.3 \cdot 10^{-22} \text{ м}^2/\text{В}^2$, частота столкновений «электрон-нейтрал» — $\nu_c = 10^{14} \text{ с}^{-1}$, ширина запрещенной зоны — $U_i = 9 \text{ эВ}$ [22].

Рассматривалась филаментация гауссова спектрально-ограниченного волнового пакета фемтосекундной длительности, для которого пространственно-временное распределение напряженности электрического поля в осесимметричном представлении имеет вид:

$$E(r, t, z=0) = E_0 \exp\left(-\frac{r^2}{2r_0^2} - \frac{t^2}{2t_0^2}\right) \cos\left(\frac{2\pi c}{\lambda_0} t\right). \quad (3)$$

Полудлительность волнового пакета по уровню интенсивности e^{-1} составляла $t_0 = 42 \text{ фс}$, радиус его пучка по уровню интенсивности e^{-1} — $r_0 = 80 \text{ мкм}$, энергия варьировались в диапазоне от 0.3 до 6 мкДж, что соответствует изменению пиковой мощности P_{peak} в диапазоне от 4 до 80 МВт. Численное моделирование выполнено для излучения на длинах волны $\lambda_0 = 800 \text{ нм}$, 1300 нм , 1900 нм , которые лежат соответственно в областях нормальной ($k_2|^{800} = 57.5 \text{ фс}^2/\text{мм}$), нулевой ($k_2|^{1300} = -2.4 \text{ фс}^2/\text{мм}$) и аномальной ($k_2|^{1900} = -80.6 \text{ фс}^2/\text{мм}$) дисперсии групповой скорости в плавленом кварце. Для волнового пакета на длине волны 1900 нм ди-

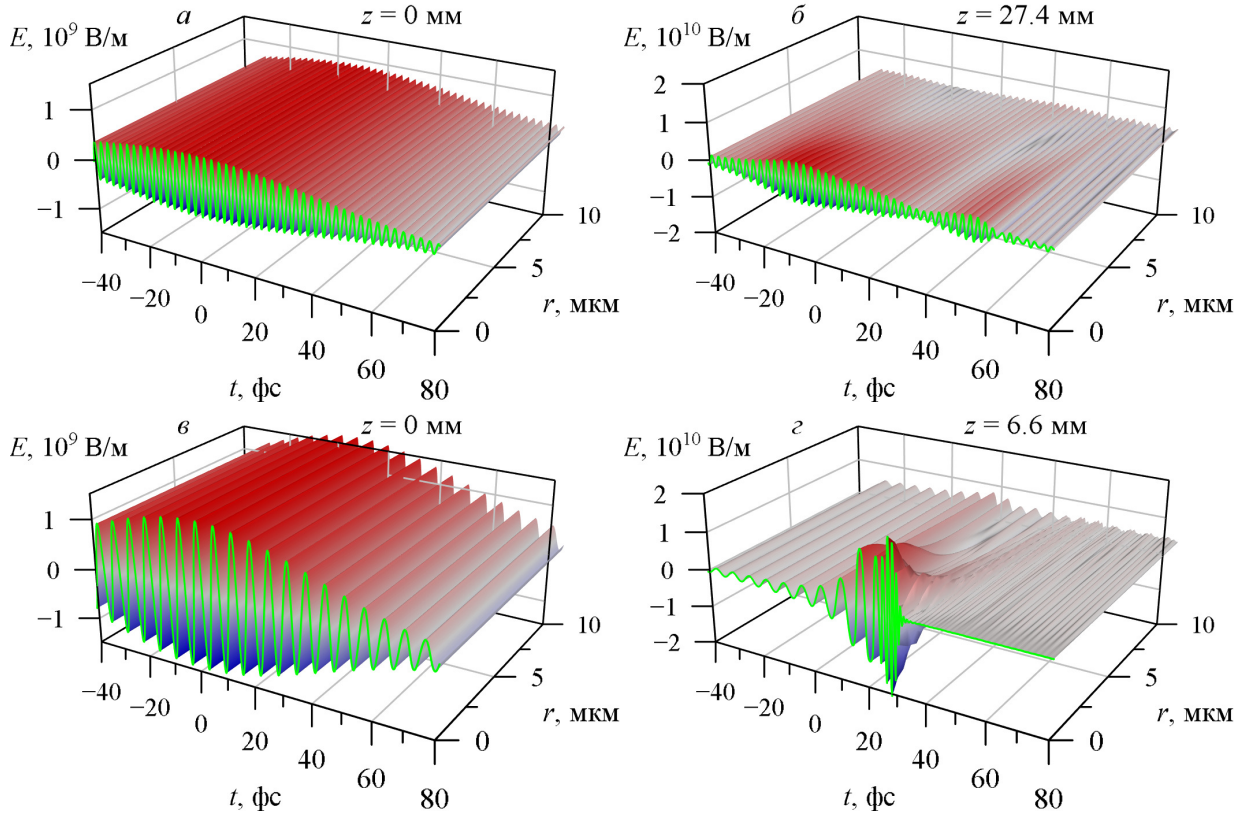


Рис. 1. Пространственно-временное распределение напряженности электрического поля $E(r, t, z^*)$ на входе ($z = 0$) в плавный кварц и на характерных расстояниях z^* при филаментации волнового пакета на длине волны $\lambda_0 = 800$ нм при нормальной ДГС (а, б) и на длине волны $\lambda_0 = 1900$ нм при аномальной ДГС (в, г). Для обеих длин волн пиковая мощность волновых пакетов $P_{peak} = 5P_{cr}$. Излучение распространяется справа налево

фракционная $L_{diff} = kr_0^2$ и дисперсионная $L_{disp} = t_0^2/|k_2|$ длины близки по величине и его компрессия в пространстве и времени развивается согласованно при распространении [23]. Рассматривался режим одиночной филаментации, при котором пиковая мощность $P_{peak} = (1.5 \div 5)P_{cr}$, где P_{cr} — критическая мощность самофокусировки в плавном кварце, которая составляет $P_{cr}|^{800} = 2.7$ МВт для излучения на длине волны $\lambda_0 = 800$ нм, $P_{cr}|^{1300} = 7.1$ МВт для $\lambda_0 = 1300$ нм и $P_{cr}|^{1900} = 15.2$ МВт для $\lambda_0 = 1900$ нм.

В результате решения уравнений (1,2) с начальным условием (3) определялось изменение с расстоянием z напряженности электрического поля $E(r, t, z)$ и спектра $S_{\Sigma}(\lambda, z)$ волнового пакета при филаментации в плавном кварце:

$$S_{\Sigma}(\lambda, z) = \frac{2\pi c}{n(\lambda)\lambda^2} \int_0^{+\infty} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} E(r, t, z) e^{i\omega t} dt \right|^2 r dr. \quad (4)$$

2. НАПРЯЖЕННОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Трансформацию напряженности электрического поля $E(r, t, z)$ волнового пакета при филамента-

ции в условиях нормальной и аномальной ДГС иллюстрирует рис. 1, где приведено распределение $E(r, t, z)$ в волновом пакете на входе в плавный кварц ($z = 0$) и на расстояниях z^* , характерных для филаментации. При одинаковом превышении пиковой мощности P_{peak} над критической мощностью самофокусировки P_{cr} напряженность электрического поля в исходном волновом пакете на длине волны 1900 нм в два с половиной раза больше, чем на длине волны 800 нм, и в случае $P_{peak}/P_{cr} = 5$ пиковая величина напряженности составляет $E_{peak}(r, t, z = 0) = 14$ МВ/см (рис. 1, а, в). При нормальной ДГС, вследствие фазовой самомодуляции, вызванной керровской нелинейностью, импульс распадается на два субимпульса, разбегающиеся во времени при распространении (рис. 1, б), тогда как при аномальной ДГС волновой пакет сжимается как в поперечном сечении, так и во времени, что приводит к образованию световой пули (рис. 1, г). Возрастание напряженности поля, вызванное кубичной нелинейностью, ограничивается дефокусировкой в лазерной плазме, наведенной в результате полевой, а также лавинной ионизации в сильном световом поле. С увеличением длины волны сечение фотоионизации уменьшается и рост напряженности поля ограничивается при более высокой величине $E_{peak}(r, t, z)$. Пиковая напряженность электрического поля $E_{peak}(r, t, z)$ при нормальной

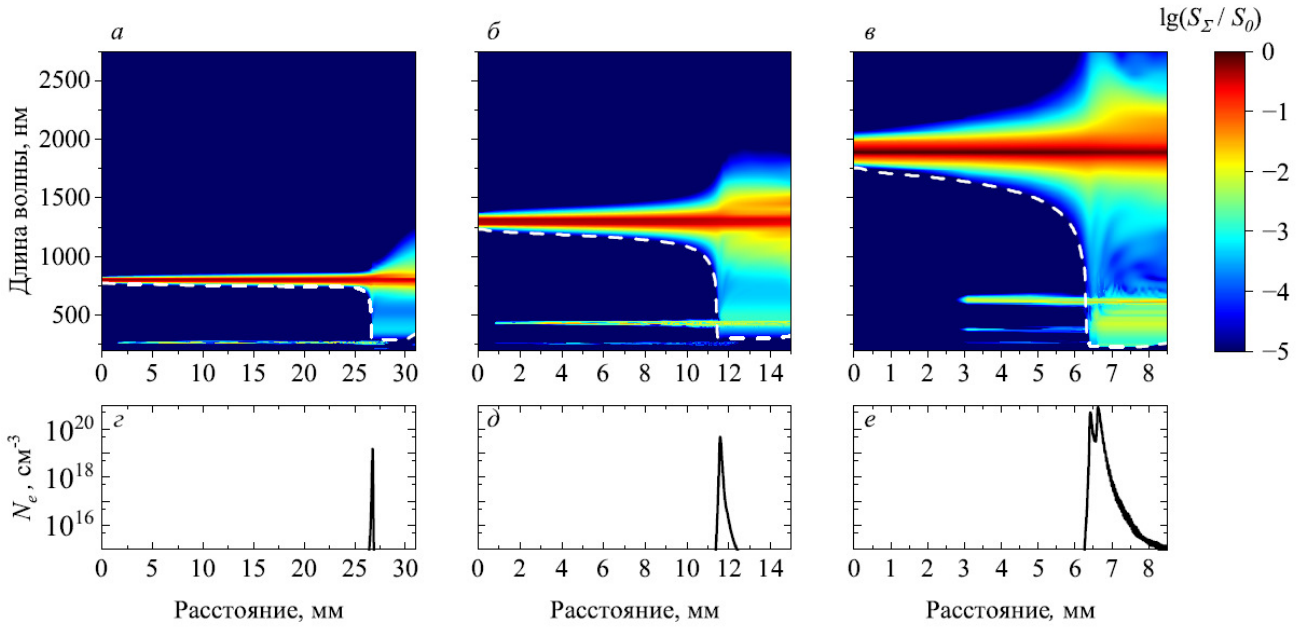


Рис. 2. Изменение с расстоянием в плавленом кварце спектра $S_{\Sigma}(\lambda, z)$ (а-в) и концентрации электронов на оси $\text{max}_t(N_e(r=0, t, z))$ (z-е) при филаментации фемтосекундного волнового пакета в условиях нормальной ДГС при длине волны $\lambda_0 = 800$ нм (а, z), нулевой — при $\lambda_0 = 1300$ нм (б, d), аномальной — при $\lambda_0 = 1900$ нм (в, e). Коротковолновая отсечка спектра нанесена штриховой линией белого цвета. Параметр длительности $t_0 = 42$ фс, пиковая мощность $P_{peak} = 5 P_{cr}$, где P_{cr} — критическая мощность самофокусировки на соответствующей длине волны. Для представления интенсивности спектральных компонент использован логарифмический масштаб

ДГС возрастает приблизительно в 8 раз, тогда как при аномальной ДГС — в 14 раз и составляет 195 МВ/см.

На заднем фронте волнового пакета напряженность поля на оси уменьшается вследствие абберационной дефокусировки в наведенной лазерной плазме и возникает расходящееся излучение, получившее название конической эмиссии [24]. Вследствие сильной фазовой самомодуляции светового поля, вызванной плазменной нелинейностью, излучение конической эмиссии обогащено высшими гармониками. Нелинейная трансформация волнового пакета и генерация конической эмиссии в условиях аномальной ДГС проявляется сильнее, чем при нормальной, вследствие более высокого градиента напряженности электрического поля (рис. 1, б, z).

3. СПЕКТР. КОРОТКОВОЛНОВАЯ ОТСЕЧКА

Трансформация спектра волнового пакета $S_{\Sigma}(\lambda, z)$ при филаментации представлена на рис. 2, где интенсивности спектральных компонент в широком диапазоне приведены в логарифмическом масштабе $\lg(S_{\Sigma}(\lambda, z)/S_0(\lambda_0))$, где $S_0(\lambda_0)$ — пиковая спектральная интенсивность первоначального волнового пакета (3) на трех рассматриваемых длинах волны.

В начале распространения волнового пакета, до возникновения плазмы, нелинейное преобразование

его спектра определяется керровской нелинейностью, при которой происходит формирование двух характерных полос, одна из которых связана с симметричным уширением спектра в окрестности центральной длины волны, другая — с генерацией нечетных гармоник (рис. 2, а, б, в). При образовании лазерной плазмы (рис. 2, z, d, e) в филаменте генерируется суперконтинуум, спектральная полоса которого в антистоксовой области перекрывает высшие гармоники. В условиях аномальной ДГС, в отличие от нормальной и нулевой, происходит более существенная трансформация спектра, вызванная керровским уширением, генерацией гармоник и формированием антистоксовой полосы, что обусловлено более высоким градиентом напряженности электрического поля. В антистоксовой области спектра суперконтинуума формируется изолированное крыло, которое отделено широким минимумом от полосы в окрестности центральной длины волны.

Независимо от характера ДГС спектр суперконтинуума в антистоксовой области простирается до ближнего УФ-диапазона (рис. 2). Антистоксово уширение спектра характеризует коротковолновая отсечка λ_{cutoff} , определяемая по уровню в 10^{-5} от спектральной интенсивности на центральной длине волны λ_0 в начальном спектре импульса. Минимальная отсечка λ_{cutoff} , достигаемая в спектре волнового пакета при филаментации в плавленом кварце, составляет $230 \div 300$ нм. Величина λ_{cutoff} не меняется с расстоянием, и получаемое в численном

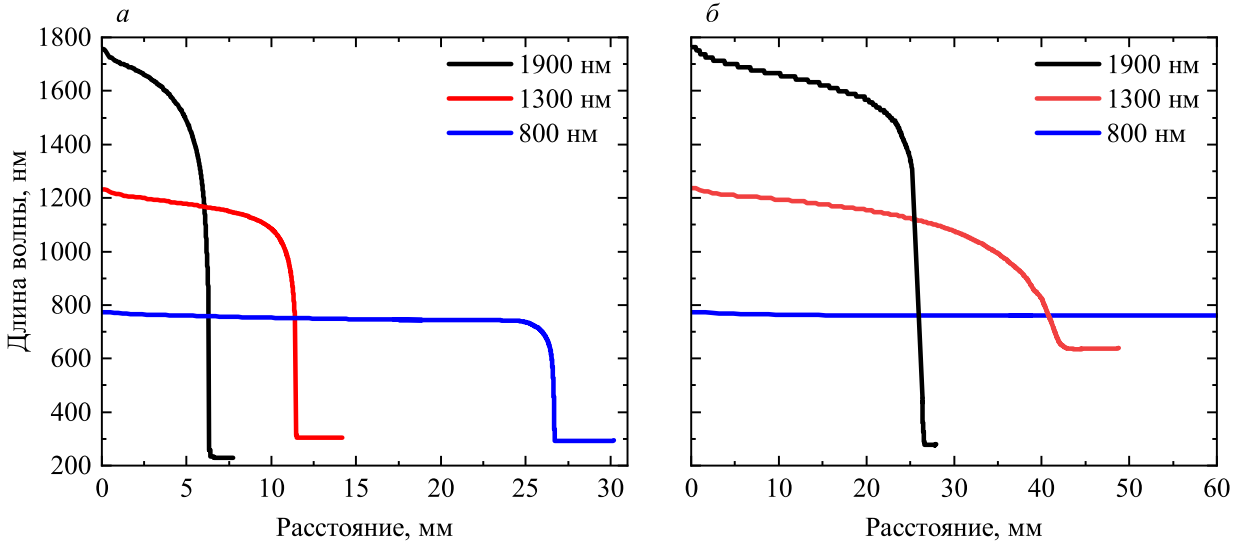


Рис. 3. Сдвиг коротковолновой отсечки λ_{cutoff} фемтосекундного импульса в процессе филаментации в условиях нормальной (синяя линия), нулевой (красная линия) и аномальной (чёрная линия) дисперсии групповой скорости при пиковой мощности $P = 5P_{cr}$ (а), $P = 1.5P_{cr}$ (б)

моделировании возрастание λ_{cutoff} является следствием погрешности, вызванной ослаблением расходящегося излучения коротковолновых компонент суперконтинуума в поглощающем слое D_t^{loss} на границе расчетной области (см. разд. 4).

Сдвиг коротковолновой отсечки λ_{cutoff} от центральной длины волны λ_0 , определяемый порядком многофотонности $K = \left[\frac{U_i}{(2\pi\hbar c_0/\lambda_0)} + 1 \right]$, возрастает с увеличением λ_0 [25]. При аномальной ДГС антистоксово уширение спектра при генерации суперконтинуума превышает три октавы, тогда как при нормальной составляет около полтора. Уменьшение отсечки λ_{cutoff} с расстоянием z при распространении волнового пакета в филаменте происходит более стремительно при аномальной ДГС, чем при нормальной и нулевой (рис. 3, а). На длине волны 800 нм (нормальная ДГС) скорость антистоксова сдвига коротковолновой отсечки при распространении волнового пакета достигает $v_{cutoff} = 1.5$ нм/мкм. При аномальной ДГС, в излучении на длине волны 1900 нм происходит дополнительное сжатие волнового пакета во времени, вызывающее быстрое увеличение крутизны заднего фронта импульса при плазменной дефокусировке и, как следствие, возрастание скорости антистоксова сдвига отсечки до $v_{cutoff} = 2$ нм/мкм.

Уменьшение энергии волнового пакета качественно влияет на его спектр при филаментации в условиях нормальной и нулевой ДГС (ср. рис. 3, а и рис. 3, б). При нормальной ДГС дисперсионное расплывание волнового пакета может подавить локализацию излучения при филаментации. Так, в импульсе на длине волны 800 нм при $P_{peak} = 1.5P_{cr}$ коротковолновая отсечка не меняется при распространении в плавленом кварце вследствие отсутствия филаментации, тогда как при аномальной ДГС на длине волны 1900 нм компрессия

волнового пакета во времени вызывает уширение спектра, характер которого не зависит от энергии, если пиковая мощность превышает порог филаментации и образования световой пули [23].

4. ОСОБЕННОСТИ И ПАРАМЕТРЫ ЧИСЛЕННОЙ СХЕМЫ

Трансформация волнового пакета при нелинейно-оптическом взаимодействии сопровождается расширением диапазона масштабов локализации светового поля во времени и пространстве и, соответственно, уширением частотно-углового спектра. Это накладывает жесткие требования к параметрам расчетной схемы, используемой в численном моделировании. При численном решении уравнения (1) использовалась однородная расчётная сетка с шагом по радиальной координате $\Delta r \approx 0.3$ мкм, что во много раз меньше области локализации светового поля, составляющей несколько микрон в плоскости поперечного сечения. Для устранения отражения световой волны от границы расчетной сетки радиусом $D_r = 8r_0$ вводился поглощающий слой размером $D_r^{loss} \approx 0.5r_0$ с плавно нарастающим коэффициентом поглощения.

Шаг по времени в расчетной схеме выбран равным $\Delta t \approx 0.3$ фс, при котором длина волны Найквиста, ограничивающая спектральную полосу сетки, составляла $\lambda_N \approx 100$ нм, что вдвое меньше длины волны коротковолновой отсечки λ_{cutoff} . Границы и размеры расчетной области во времени D_t определялись на основе анализа динамики волнового пакета и его спектра при распространении в условиях материальной дисперсии в плавленом кварце. Из пространственно-временного распределения напряженности электрического поля видно (рис. 1),

что волновой пакет отстает в бегущей системе координат, скорость которой равна групповой скорости $V_{gr}(\lambda_0)$ на центральной длине волны λ_0 в линейной среде. При этом особенно значительно отстаивание коротковолновых компонент спектра, поэтому границы расчетной области во времени D_t не симметричны относительно начала системы координат $t = 0$. Левая граница при $t < 0$ выбрана равной $D_t^- = -400$ фс, что почти в десять раз превышает параметр длительности $t_0 = 42$ фс. Правая граница D_t^+ оценена на основе дисперсионного анализа распространения коротковолновых компонент спектра волнового пакета, образующихся в условиях нелинейности. На интервале распространения Δz время запаздывания Δt коротковолновых компонент спектра составляет:

$$\Delta t = \frac{\Delta z}{V_{gr}(\lambda_{cutoff})} - \frac{\Delta z}{V_{gr}(\lambda_0)}, \quad (5)$$

где $V_{gr}(\lambda_{cutoff})$ — групповая скорость коротковолновых компонент. Отсюда следует, что для адекватного анализа коротковолновой области спектра на заданном интервале Δz от начала возникновения суперконтинуума в филаменте необходима расчетная область во времени с правой границей D_t^+ , равной

$$D_t^+ = \frac{\Delta z}{c_0} (n_{gr}(\lambda_{cutoff}) - n_{gr}(\lambda_0)), \quad (6)$$

где $n_{gr}(\lambda_{cutoff}), n_{gr}(\lambda_0)$ — показатель преломления групповой скорости (групповой индекс рефракции) на длинах волн λ_{cutoff} и λ_0 соответственно [26]. В численном моделировании интервал адекватного воспроизведения спектра выбран равным $\Delta z = 2$ мм. В этом случае для волнового пакета с центральной длиной волны $\lambda_0 = 1900$ нм при $\lambda_{cutoff} = 250$ нм правая граница составляет $D_t^+ \approx 1200$ фс. На границах временной области с общим размером $D_t = 1600$ фс, что соответствует $D_t \approx 40t_0$, вводился поглощающий слой размером $D_t^{loss} \approx 1.5t_0$. Тестовые расчеты показали, что при уменьшении параметра D_t^+ сокращается протяженность интервала Δz , на котором сохраняется неизменным спектр в коротковолновой области. На расстоянии, превышающем заданный интервал Δz , величина напряженности электрического поля на границе расчетной области достигает $10^{-3}E_0$, что свидетельствует о возникновении потерь в поглощающем слое, при которых ширина спектра сокращается в антистоксовой области и получаемая численно коротковолновая отсечка возрастает с расстоянием.

Спектральное разрешение расчетной схемы, которое оценивается выражением $\Delta\lambda = n_0\lambda^2/cD_t$, составляет $\Delta\lambda \approx 10$ нм на центральной длине волны $\lambda_0 = 1900$ нм и $\Delta\lambda \approx 0.1$ нм в окрестности коротковолновой отсечки $\lambda \approx \lambda_{cutoff}$.

По продольной координате z использовался адаптивный шаг, величина которого равна $\Delta z \approx 100$ мкм в начале распространения импульса, а впоследствии уменьшается так, чтобы нелинейный фазовый набег на каждом шаге не превышал $\pi/100$. Вблизи нелинейного фокуса шаг Δz составлял менее 1 мкм. Для перехода от напряженности электрического поля в пространственно-временном пространстве $E(r, t, z)$ к частотно-угловому спектру $\hat{E}(\omega, k_\perp, z)$ использовались быстрое преобразование Фурье по временной координате и дискретное преобразование Ханкеля по радиальной. В численном моделировании использовался параллельный код [27], разработанный для решения уравнения однонаправленного распространения импульса в нелинейной среде.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численным моделированием на основе однонаправленного уравнения распространения фемтосекундного волнового пакета в нелинейной среде исследовано влияние материальной дисперсии на трансформацию антистоксовой области его спектра при филаментации в плавленом кварце. Показано, что интенсивное излучение широкополосного суперконтинуума, образующегося при фазовой модуляции светового поля в наведенной лазерной плазме, перекрывает спектральную полосу с третьей, пятой и следующими гармониками центральной длины волны, которые генерируются в среде с кубичной нелинейностью. При нормальной дисперсии групповой скорости антистоксово уширение спектра составляет около полутора октав, при аномальной — превышает три октавы. Характер генерации лазерной плазмы близок к пороговому, и антистоксово уширение спектра стремительно развивается при распространении волнового пакета в филаменте. Скорость антистоксова сдвига коротковолновой отсечки спектра при распространении волнового пакета достигает $v_{cutoff} = 1.5$ нм/мкм при нормальной дисперсии групповой скорости и возрастает до $v_{cutoff} = 2$ нм/мкм при аномальной дисперсии групповой скорости вследствие компрессии волнового пакета во времени. При численном моделировании трансформации фемтосекундного волнового пакета в филаменте необходим дисперсионный анализ распространения широкополосного спектра суперконтинуума для оценки параметров расчетной схемы.

И.Ю. Гейнц и Е.Д. Залозная благодарят фонд развития теоретической физики и математики «БАЗИС» за финансовую поддержку исследований.

- [1] *Chin S.L., Hosseini S.A., Liu W. et al. // Can. J. Phys.* **83**, N 9. 863. (2005).
- [2] *Couairon A., Mysyrowicz A. // Physics Reports.* **441**, N 2. 47. (2007).
- [3] *Kandidov V.P., Shlenov S.A., Kosareva O.G. // Quantum Electron.* **39**, N 3. 205. (2009).
- [4] *Chekalin S.V., Kompanets V.O., Dormidonov A.E., Kandidov V.P. // Phys.-Usp.* **62**, N 3. 282. (2019).
- [5] *Kandidov V.P., Kosareva O.G., Golubtsov I.S. et al. // Appl. Phys. B.* **77**, N 2. 149. (2003).
- [6] *Dubietis A., Tamosauskas G., Suminas R. et al. // Lith. J. Phys.* **57**, N 3. (2017).
- [7] *Kandidov V.P., Golubtsov I.S., Kosareva O.G. // Quantum Electron.* **34**, N 4. 348. (2004).
- [8] *Skupin S., Berge L. // Physica D: Nonlinear Phenomena.* **220**, N 1. 14. (2006).
- [9] *Kandidov V.P., Smetanina E.O., Dormidonov A.E. et al. // J. Exp. Theor. Phys.* **113**, N 3. 422. (2011).
- [10] *Gaeta A.L. // Phys. Rev. Lett.* **84**, N 16. 3582. (2000).
- [11] *Nagura C., Suda A., Kawano H. et al. // Appl. Opt.* **41**, N 18. 3735. (2002).
- [12] *Berge L., Skupin S. // Phys. Rev. E.* **71**, N 6. 065601. (2005).
- [13] *Kandidov V.P., Zaloznaya E.D., Dormidonov A.E. et al. // Quantum Electron.* **52**, N 3. 233. (2022).
- [14] *Smetanina E.O., Kompanets V.O., Chekalin S.V. et al. // Opt. Lett.* **38**, N 1. 16. (2013).
- [15] *Garejev N., Tamosauskas G., Dubietis A. // J. Opt. Soc. Am. B.* **34**, N 1. 88. (2017).
- [16] *Dormidonov A.E., Kompanets V.O., Chekalin S.V., Kandidov V.P. // JETP Lett.* **104**, N 3. 175. (2016).
- [17] *Zaloznaya E., Kompanets V., Dormidonov A. et al. // Appl. Phys. B.* **127**, N 3. 42. (2021).
- [18] *Tian Y., Gong C., Hu X., Liu X. // Phys. Rev. A.* **104**, N 4. 043506. (2021).
- [19] *Dharmadhikari J.A., Deshpande R.A., Nath A. et al. // Appl. Phys. B.* **117**, N 1. 471. (2014).
- [20] *Kolesik M., Moloney J.V. // Phys. Rev. E.* **70**, N 3. 036604. (2004).
- [21] *Keldysh L.V. // J. Exp. Theor. Phys.* **20**, N 5. 1307. (1965).
- [22] *Weber M.J. // Handbook of optical materials.* Boca Raton: CRC Press, 2003.
- [23] *Zaloznaya E.D., Kompanets V.O., Dormidonov A.E. et al. // Quantum Electron.* **48**, N 4. 366. (2018).
- [24] *Kosareva O.G., Kandidov V.P., Brodeur A. et al. // Opt. Lett.* **22**, N 17. 1332. (1997).
- [25] *Кандидов В.П., Компанец В.О., Чекалин С.В. // Письма в ЖЭТФ.* **108**, № 5–6. 307. (2018). (Kandidov V.P., Kompanets V.O., Chekalin S.V. // JETP Letters. **108**. 287. (2018)).
- [26] *RefractiveIndex.INFO - Refractive index database.* [Электронный ресурс] <https://refractiveindex.info/> (дата обращения: 05.02.2023).
- [27] *Fedorov V.Yu., Chanal M., Grojo D., Tzortzakis S. // Phys. Rev. Lett.* **117**, N 4. P. 043902. (2016).

Influence of dispersion on dynamics of the anti-Stokes broadening of the femtosecond pulse spectrum during filamentation in fused silica

I. Y. Geints^{1,a}, E. D. Zaloznaya^{1,2}, A. E. Dormidonov², V. P. Kandidov¹

¹ Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia

² Federal State Unitary Enterprise Dukhov Automatics Research Institute (VNIIA), Moscow 127055, Russia.

E-mail: ^ageintc.i17@physics.msu.ru

Numerical simulation methods are used to study the spectral transformation of a femtosecond wave packet during filamentation in fused silica under conditions of normal, zero, and anomalous group velocity dispersion. It is shown that during plasma generation that causes phase modulation of the light field, a rapid anti-Stokes broadening of the spectrum occurs. It was established that the short-wavelength shift of the broadband supercontinuum spectrum is much larger in case of anomalous group velocity dispersion than in case of normal and zero dispersion. The influence of the wave packet energy on the spectrum broadening dynamics is considered. Estimates of the numerical scheme parameters are obtained based on the dispersion analysis of the process of broadband supercontinuum propagation in a medium.

PACS: 42.65.Jx, 42.65.Ky, 42.65.Hw, 42.65.Tg.

Keywords: filamentation, supercontinuum spectrum, space-time compression, short-wavelength cutoff, numerical scheme.

Received 14 March 2023.

English version: *Moscow University Physics Bulletin.* 2023. **78**, No. 4. Pp. 489-495.

Сведения об авторах

1. Гейнц Илья Юрьевич — студент магистратуры; e-mail: geintc.i17@physics.msu.ru.
2. Залозная Елизавета Дмитриевна — аспирант; e-mail: ed.zaloznaya@physics.msu.ru.
3. Дормидонов Александр Евгеньевич — канд. физ.-мат. наук, нач. научно-исследовательского отдела; тел.: (495) 730-12-82, e-mail: dormidonov@gmail.com.
4. Кандидов Валерий Петрович — доктор физ.-мат. наук, профессор; тел.: (495) 939-30-91, e-mail: kandidov@physics.msu.ru.