



МАТЭМАТЫКА

УДК 535.14+681.7

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛАЗМЫ НА СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МОЩНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ

Н.Ю. Вислобоков

*Витебский филиал учреждения образования Федерации профсоюзов Беларуси
«Международный университет “МИТСО”»*

Исследования в области нелинейной оптики и нелинейных волновых явлений сегодня можно отнести к одним из наиболее актуальных и востребованных во всем мире, особенно важны исследования, относящиеся к такому направлению, как фотоника. Безусловная значимость численных исследований в данной области в том, что они позволяют определить наиболее перспективные направления для осуществления экспериментов, а также рекомендуемые условия и параметры для их реализации. Очевидно, что рост интереса к указанному направлению исследований, включая численные исследования, обусловлен достаточно широкими возможностями применения их результатов, например, при изготовлении компонентов лазерных систем, разработке и производстве волноводов, изготовлении твердотельных накопителей информации и оптоэлектронных устройств.

Цель исследования – изучить влияния электронной плазмы на спектральные характеристики мощных оптических импульсов в прозрачных диэлектриках.

Материал и методы. *Для построения численной модели, позволяющей корректно описать явления и процессы, которые будут исследоваться, можно использовать математическую модель, построенную на основе модифицированных при помощи специальных методик волнового уравнения и нелинейного уравнения Шредингера. Полученная модель позволяет учесть дисперсию, дифракцию, эффекты самовоздействия, а также индуцированные ионизационные эффекты, приводящие к формированию электронной плазмы, влияние которой на распространяющийся импульс и анализируется.*

Результаты и их обсуждение. *В данной статье представлены одни из основных результатов численного исследования влияния индуцированной, благодаря ионизации, плазмы свободных электронов на параметры и характеристики мощных оптических импульсов, распространяющихся в прозрачной диэлектрической среде на примере кварцевого стекла. Анализируется влияние электронной плазмы на спектральные характеристики распространяющихся импульсов, а также связь между характеристиками пространственно-временного профиля такого импульса и его спектром.*

Заключение. *На основе результатов численного исследования детально проанализированы влияния электронной плазмы, индуцированной фотоионизацией диэлектрической среды, на спектральные характеристики мощных оптических импульсов. Показано, что степень влияния плазмы на распространяющийся импульс во многом определяется ее плотностью, которая напрямую зависит от параметров самого импульса. Отмечено, что для оптических импульсов фемтосекундной длительности воздействие электронной плазмы приводит к изменению пространственно-временного профиля импульса, и, как следствие, заметному расширению спектрального диапазона излучения.*

Ключевые слова: *оптический импульс, ультракороткий лазерный импульс, индуцированная ионизация, многофотонная ионизация, плазма свободных электронов.*

A NUMERICAL STUDY OF ELECTRON PLASMA INFLUENCE ON SPECTRAL CHARACTERISTICS OF POWERFUL OPTIC IMPULSES

N.Yu. Vislobokov

Vitebsk Branch of International University "MITSO"

Studies in the field of non-linear optics and non-linear wave phenomena can be referred to most urgent and required in the world; especially current are researches in the field of photonics. The significance of numerical studies in this field is due to the fact that they make it possible to identify most promising experiment directions as well as their recommended conditions and parameters. The growth of interest in this research direction, including numerical studies, is evidently due to rather wide opportunities for the application of their findings such as producing laser systems, solid-body accumulators of information and optic electronic devices.

The research purpose is to study the influence of electron plasma on spectral characteristics of powerful optic impulses in transparent dielectrics.

Material and methods. *To build a numerical model which makes it possible to correctly describe the phenomena and processes under study a mathematical model can be used which is built on the basis of the modified, using special methods, wave equation and Schrödinger non-linear equation. The obtained model makes it possible to take into account dispersion, defraction, self-impact effects as well as induced ionization effects which result in the formation of electron plasma the impact of which on the spreading impulse is analyzed.*

Findings and their discussion. *The main findings of the numerical study on the impact of induced plasma of free electrons on the parameters and characteristics of powerful optic impulses which spread in the transparent dielectric environment on the basis of quartz glass example are presented in the article. The influence of electron plasma on the spectral characteristics of the spreading impulses as well as the connection between the characteristics of the space and time profile of such an impulse and its spectrum is analyzed.*

Conclusion. *In the article, on the basis of the numerical research findings the impact of electron plasma, which is induced by photo ionization of dielectric environment, on spectral characteristics of powerful optic impulses is analyzed in detail. It is shown that the degree of plasma influence on the spreading impulse is to a great extent determined by its density which directly depends on the parameters of the impulse itself. It is pointed out that for femtosecond length optic impulses the impact of electron plasma results in the transformation of the space and time profile of the impulse and, consequently, the prominent expansion of the spectral range of the radiation.*

Key words: *optic impulse, ultra-short laser impulse, induced ionization, multiphotone ionization, plasma of free electrons.*

Исследования в области нелинейной оптики и нелинейных волновых явлений сегодня можно отнести к одним из наиболее актуальных и востребованных во всем мире, особенно важны исследования, относящиеся к такому направлению, как фотоника. Надо отметить, что прогресс в развитии лазерных технологий и ряд изобретений, таких как лазерные диоды, волоконно-оптические системы связи, и успехи в разработке мощных и сверхмощных импульсных лазерных систем ультракороткой длительности для различных волновых диапазонов привели в последние два десятилетия к значительному расширению спектра направлений исследований, относимых к фотонике. Актуальность результатов исследований, естественно, обуславливает и достаточно большое количество научных работ, которые проводятся в данной области в последние годы: от экспериментальных до теоретических.

Безусловная значимость экспериментальных исследований в том, что они являются завершающей фазой возникновения инновации, однако диапазон современных исследований в области фотоники достаточно широк, что делает нецелесообразным, а в ряде случаев и просто бесполезным, осуществление эксперимента без проведения предварительного детального аналитического и численного исследования (включая компьютерное моделирование и верификацию построенной модели). Поэтому численное исследование и численное моделирование сегодня особенно важны как направления исследований, позволяющие смоделировать исследование в виртуальной среде, на основе его результатов сделать выводы о предполагаемых результатах и тем самым установить перспективность осуществления эксперимента и диапазон рекомендуемых параметров исследования, т.е. фактически определить наиболее перспективное направление для осуществления экспериментальных исследований, а также рекомендуемые условия и параметры для осуществления эксперимента в нынешней фотонике и целом ряде других научных областей.

Прогресс в разработке импульсных лазерных систем высокой мощности и выявление того, что фемтосекундные импульсы тераваттной мощности могут распространяться в прозрачных кристаллических средах гораздо дальше импульсов пикосекундной длительности без наступления коллапса и, соответственно, повреждения кристалла диэлектрика, привели к скачкообразному росту интереса со стороны ученых к исследованиям закономерностей и специфики процесса распространения указанных импульсов в прозрачных диэлектриках, например, таких как сапфир и кварцевое стекло, довольно часто используемых в качестве компонентов лазерных систем и других оптических и оптоэлектронных устройств.

Очевидно, что рост интереса к данному направлению исследований, включая численные исследования, обусловлен широкими возможностями применения результатов исследований, например, для изготовления компонентов лазерных систем, разработки и производства волноводов [1–2], изготовления новых 3D твердотельных накопителей информации и других микроэлектронных высокотехнологичных устройств [3], для разработки и производства инновационных оптоэлектронных устройств [4–5].

Одним из наиболее актуальных направлений численных исследований в данной области фотоники сегодня является моделирование и изучение воздействия самоиндуцированной электронной плазмы на параметры и характеристики высокоинтенсивного (пиковая интенсивность $> 1 \text{ ТВт/см}^2$) ультракороткого (фемтосекундной длительности) импульсного лазерного излучения. Эти исследования являются, пожалуй, одними из наиболее интересных ввиду своей значимости для практического применения, но в то же время и одними из наиболее сложных из-за того, что при распространении в диэлектриках мощных лазерных импульсов одновременно начинает проявляться целый ряд явлений и эффектов, таких как фазовая самомодуляция, самоукручение, четырехволновое смешение, индуцированные ионизационные процессы (включая лавинную, многофотонную и туннельную ионизации) [2; 6–7].

В данной статье представлены одни из основных результатов численного исследования, численного моделирования и анализа влияния индуцированной, благодаря ионизации, плазмы свободных электронов на параметры и характеристики мощных оптических импульсов, распространяющихся в прозрачной диэлектрической среде на примере кварцевого стекла. На примере тераваттных фемтосекундных импульсов анализируется влияние электронной плазмы на спектральные характеристики, а также анализируется связь между характеристиками огибающей пространственно-временного профиля импульса и частотным спектром последнего.

В процессе исследования рассматривались оптические импульсы с начальной мощностью, от 1 до 10 раз превышающей критическую мощность самофокусировки, длительность импульса варьировалась в пределах 20 до 70 фс, а ширина пучка – от 10 до 100 мкм.

Цель исследования – изучить влияния электронной плазмы на спектральные характеристики мощных оптических импульсов в прозрачных диэлектриках.

Материал и методы. Для построения численной модели, позволяющей корректно описать явления и процессы, которые будут исследоваться, можно использовать математическую модель, построенную на основе модифицированных на основе специальных методик преобразования волнового уравнения, нелинейного уравнения Шредингера и уравнения нелинейного эйконала. Полученная модель помогает учесть дисперсию, дифракцию, эффекты самовоздействия, а также индуцированные ионизационные эффекты, приводящие к формированию электронной плазмы, влияние которой на распространяющийся импульс анализируется.

Опустив подробности программной реализации вычислительного процесса, подчеркнем, что получившаяся система нелинейных уравнений, описывающая эволюцию мощного оптического импульса в кристалле диэлектрика с учетом индуцированных фото-ионизационных эффектов, решалась на основе составленной и верифицированной автором численной схемы. Обсуждая начальные параметры, можно отметить, что в качестве мощного светового импульсного пучка на входе в диэлектрик ($z = 0$) задавался следующий:

$$E(r, z = 0, \tau) = E_0 \exp \left[-\frac{r^2}{w_0^2} - \frac{\tau^2}{\tau_p^2} \right],$$

$$I_0 = |E_0|^2,$$

$$P_{in} = \pi I_0 w_0^2.$$

Граничные условия можно сформулировать таким образом:

$$E(z, r = R, t) = 0,$$

$$\frac{\partial E(z, r = 0, t)}{\partial r} = 0.$$

Здесь w_0 – начальная ширина пучка, τ_p – длительность импульса, E_0 – начальная пиковая интенсивность; z – продольная координата, а r – поперечная. Плотность плазмы свободных электронов в центре импульсов считалась равной ρ_0 . Использувавшиеся параметры среды распространения соответствовали параметрам кварцевого стекла как одного из наиболее широко используемых в фотонике прозрачных диэлектриков.

Результаты и их обсуждение. Далее перейдем к математической модели процесса распространения мощного ультракороткого светового импульса в кристалле диэлектрика. При составлении модели, кроме дифракции и дисперсии групповой скорости, будем учитывать индуцированную неоднородность показателя преломления (n), а также, имея в виду, что $P_{in}/P_{cr} > 1$, его нелинейную часть, обусловленную нелинейностями 3-го и 5-го порядков. В диэлектриках типа сапфир и кварцевое стекло показатель n связан с интенсивностью излучения соотношением:

$$n = n_2 I^2 + n_4 I^4 + \Delta n_e,$$

где n_0 – линейная часть показателя преломления, а n_2 – нелинейные части, обусловленные нелинейностями 3-го и 5-го порядков, соответственно; Δn_e – изменение из-за влияния электронной плазмы. При этом кристалл диэлектрика для оптического импульса, если для него выполняется условие $P_{in}/P_{cr} > 1$, фактически будет являться нелинейной линзой, в которой фокусное расстояние, например, для гауссова пучка можно определить по формуле

$$z_f = \frac{0.367 k w_0^2}{\left[(\sqrt{P_{in}/P_{cr}} - 0.852)^2 - 0.0219 \right]^{1/2}}.$$

В отсутствие конкурирующих эффектов при приближении к фокусному расстоянию наступит коллапс импульсного пучка.

Однако следует помнить, что одновременно часть энергии импульса поглощается кристаллической решеткой диэлектрика за счет фотонной ионизации, вследствие чего появляется плазма свободных электронов, также оказывающая влияние на распространяющееся излучение и несколько изменяющая показатель преломления среды, причем плотность такой плазмы может изменяться достаточно быстро (характерные времена сопоставимы с длительностью рассматриваемых импульсов). Поправка показателя преломления (Δn_e), теперь уже отрицательная, обусловленная влиянием электронной плазмы, может быть вычислена по следующей формуле [2]:

$$\Delta n_e = - \frac{2\pi e^2 \rho}{n_0 m_e (\omega_0^2 + \nu^2)}.$$

Здесь e – величина заряда электрона, m_e – масса электрона, ν – частота столкновений электронов, ρ – плотность плазмы свободных электронов, ω_0 – начальная частота лазерного излучения. В исследуемом случае $\omega_0^2 \gg \nu^2$, поэтому, согласно [7], дефокусирующее влияние электронной плазмы будет достаточно значимым для того, чтобы остановить фокусировку, обусловленную нелинейностью среды, при достижении ρ значений, при которых будет выполняться условие

$$n_2 I = \frac{2\pi e^2 \rho}{n_0 m_e (\omega_0^2 + \nu^2)}.$$

Мощный оптический импульс фемтосекундной длительности в диэлектриках типа сапфир и кварцевое стекло в процессе распространения подвергается воздействию двух постоянно конкурирующих между собой эффектов: фокусировки, обусловленной керровской нелинейностью, и дефокусировки в электронной плазме. Кроме того, важно, чтобы длительность τ_p оставалась достаточно малой для недопущения лавинного индуцирования плазмы. Динамика изменения показателей и характеристик ультракороткого излучения в прозрачном диэлектрике в исследуемом случае, когда необходимо учитывать дифракцию, дисперсию, нелинейности 3-го и 5-го порядков, а также фотоионизацию в поле оптического импульса, может быть описана следующей самосогласованной системой уравнений:

$$\begin{cases} \frac{\partial E}{\partial z} = \frac{i}{2k} \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) \hat{T}^{-1} E - i \frac{\beta_D}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} + P_{nl} \\ P_{nl} = ik_0 n_2 \hat{T} |E|^2 E + ik_0 n_4 \hat{T} |E|^4 E - \frac{\sigma_{IBS}}{2} \hat{T}^{-1} (1 + i\omega_0 \tau_c) \rho E - \frac{1}{2} \frac{W_{PI} U}{|E|^2} E \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} = W_{PI} + \frac{\sigma_{IBS}}{U} \rho |E|^2 - \frac{\rho}{\tau_r} \\ W_{PI}(|E|) = \frac{2\omega_0}{9\pi} \left(\frac{\omega_0 m^*}{\hbar \sqrt{\gamma^2/1 + \gamma^2}} \right)^{3/2} Q(\gamma, x) \exp\{-\alpha \cdot \text{int} \langle x + 1 \rangle\} \end{cases},$$

где E – амплитуда напряженности электрического поля, z – продольная координата, r – поперечная координата, $\tau = t - z/v_g$ – время в движущейся с импульсом системе координат, v_g – групповая скорость, $k_0 = n_0 \omega / c$ – начальный волновой вектор, ω – частота лазерного излучения, ω_0 – начальная несущая частота лазерного излучения, τ_p – длительность импульса, τ_c – время столкновений электронов, ρ – плотность свободных электронов в среде, W_{PI} – скорость фотонной ионизации, U – ширина запрещенной зоны диэлектрика, τ_r – время релаксации среды. Оператор int – целая часть от выражения в скобках.

В процессе расчетов вычисление ρ производилось на каждом шаге при помощи отдельной, согласованной с основной, численной схемы. Коэффициент дисперсии (β_D) и поперечное сечение обратного тормозного излучения (σ_{IBS}) здесь вычисляются по формулам

$$\beta_D = \partial^2 k / \partial \omega^2 |_{\omega_0}; \quad \sigma_{IBS} = k \omega_0 \tau_c / n_0^2 \rho_{cr} (1 + \omega_0^2 \tau_c^2).$$

Величины, использовавшиеся в уравнении для W_{PI} :

$$\gamma = \omega_0 / eE \sqrt{m^* U}, \quad H = \frac{1}{1 + \gamma^2}, \quad x = \frac{2}{\pi} \frac{U_i}{\hbar \omega_0} \frac{E(H)}{\sqrt{\Gamma}},$$

$$Q(\gamma, x) = \sqrt{\frac{\pi}{2K(H)}} \times \sum_{n=0}^{\infty} \left(e^{-n\alpha} \Phi \left(\sqrt{\frac{\pi^2}{K(H)E(H)} (n + 2(\text{Int}\langle x + 1 \rangle - x))} \right) \right),$$

где эффективная масса $m^* = 0.634 m_e$ (m_e – масса электрона), K, E – полные эллиптические интегралы первого и второго рода, соответственно.

Далее, завершая этап построения численной модели, перейдем к системе уравнений с безразмерными величинами (ζ, τ', w', ρ'). Переход к безразмерным величинам осуществим следующим образом:

$$\zeta = \frac{2 \cdot z}{k w_0^2}, \quad \tau' = \frac{\left(t - \frac{z}{v_g} \right)}{\tau_p}, \quad w' = \frac{w}{w_0}, \quad \rho' = \frac{\rho}{\rho_0}.$$

Опустив подробности процесса перехода к безразмерным величинам и программной реализации численной схемы, обратимся к наиболее интересным результатам исследования. Как известно, импульсный пучок, энергия которого превышает пороговое значение, соответствующее критическому для самофокусировки $P_{cr} = \alpha(\lambda_0^2/2\pi n_0 n_2)$, где α – коэффициент, зависящий от среды распространения), на начальной стадии процесса распространения в среде с керровской нелинейностью будет подвержен в первую очередь эффекту самофокусировки [7], соответственно ширина пучка по мере приближения к нелинейному фокусу будет стремиться к минимальному значению, сопоставимому с длиной волны импульсного пучка. Учитывая, что степень влияния этого эффекта зависит от интенсивности, то очевидно, что наибольшее его проявление будет наблюдаться вначале в центральной части пучка, но также нужно помнить, что по мере продвижения вдоль продольной координаты z , область пиковой интенсивности может сместиться из центральной части импульса в периферийную, соответственно необходимо наблюдать за эволюцией всего пространственно-временного профиля светового импульса.

В то же время под воздействием светового импульса с постоянно увеличивающейся интенсивностью диэлектрическая среда ионизируется, и одновременно с самофокусировкой начинают проявляться эффекты фотоионизации, обусловленной самим импульсом. Сам процесс индуцированной ионизации в таком кристалле фактически сводится к вырыванию электрона из валентной зоны и переходу его в зону проводимости. Учитывая присутствие диэлектрической поляризуемости, можно пренебречь влиянием кулоновского взаимодействия. При достаточном уровне ионизации появляется т.н. плазма свободных электронов, для учета влияния которой уже рассматривается не влияние каждого электрона в отдельности, а плотность плазмы и другие ее характеристики.

Довольно интересным является исследование динамики изменения величины плотности плазмы свободных электронов в процессе распространения светового импульса. График изменения плотности плазмы при двух разных значениях начальной ширины проходящего светового пучка: $w_0 = 30$ мкм и 50 мкм мы можем видеть на рис. 1. Так, на данном графике показано не только то, что величина плотности достаточно быстро возрастает по мере продвижения вдоль продольной координаты z , но и то, что для более узкого уже на входе пучка ($w_0 = 30$ мкм) плотность плазмы возрастает заметно быстрее, чем для $w_0 = 50$ мкм, а значит и влияние плазмы на световой импульс и его характеристики будет более выраженным. Соответственно и анализировать, в чем проявляются влияния плазмы на спектральные характеристики, будем для $w_0 = 30$ мкм.

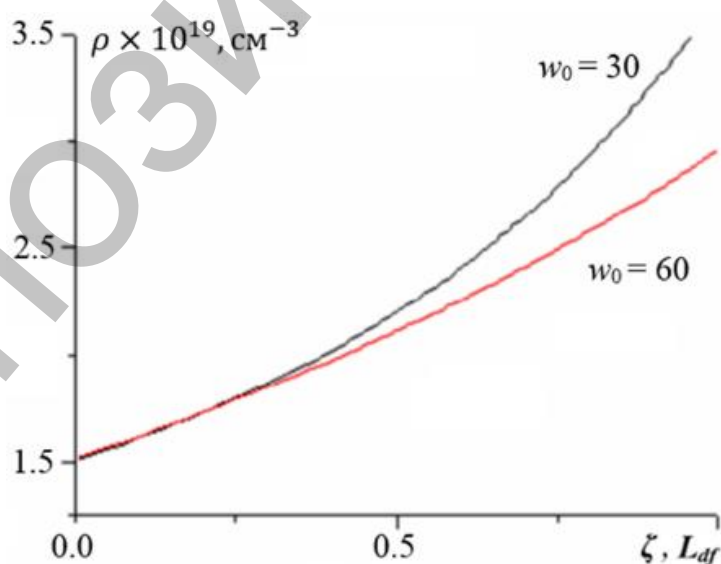


Рис. 1. Динамика изменения плотности плазмы свободных электронов в кварцевом стекле при разных значениях начальной ширины светового пучка: $w_0 = 30$ мкм и 60 мкм

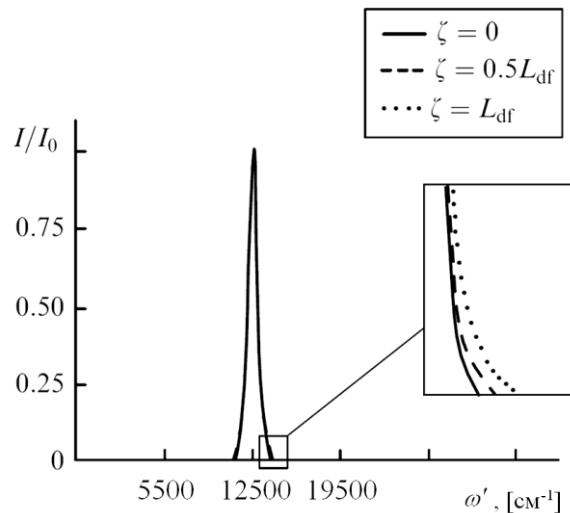


Рис. 2. Спектр, генерируемый 50 фс импульсом ($\omega' = 1/\lambda$, $\omega'_0 = 12500 \text{ см}^{-1}$) в кварцевом стекле без учета ионизационных эффектов на расстояниях $z = 0$ (сплошная кривая), $z = 0.5L_{df}$ (штриховая кривая) и $z = 1L_{df}$ (пунктирная кривая)

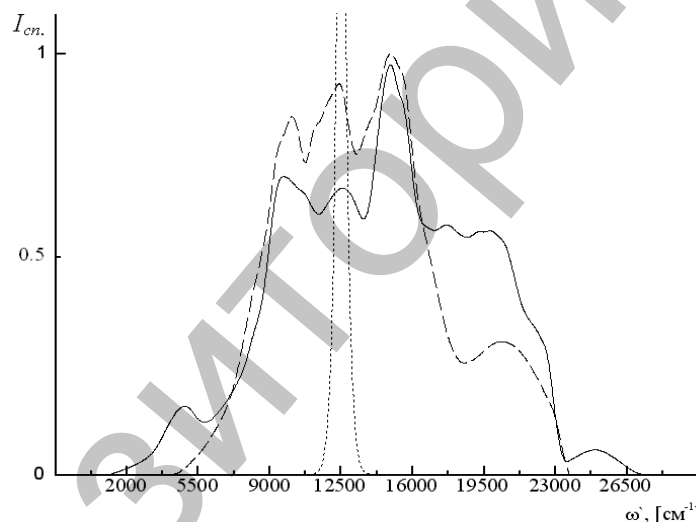


Рис. 3. Спектр, генерируемый 50 фс (сплошная кривая) и 100 фс (штриховая кривая) импульсами в кварцевом стекле (ионизационные эффекты учтены); пунктирной кривой изображен исходный спектр лазерного импульса ($\omega' = 1/\lambda$, $\omega'_0 = 12500 \text{ см}^{-1}$)

Далее в ходе проведения численного исследования анализировалось влияние электронной плазмы, появившейся в результате фотоионизации, на спектральные характеристики мощных оптических импульсов, распространяющихся в прозрачной диэлектрической среде. Параметры среды, выбранной в качестве примера, соответствовали параметрам кварцевого стекла. Сравним изменение ширины спектра для одних и тех же параметров среды и излучения без учета ионизационных эффектов в эволюционных уравнениях (рис. 2) и с учетом самоиндуцированной фотоионизации (рис. 3) для разных длительностей импульса (здесь приведены результаты для $\tau_p=50$ фс и $\tau_p=100$ фс). На рис. 2 видим, что в пределах дифракционной длины (L_{df}) значимых изменений спектра фактически не наблюдается. В то время как при учете ионизации уже на таких расстояниях наблюдается заметная деформация начального пространственно-временного профиля импульса и на рис. 3 четко видно значительное расширение диапазона частот спектра. Также на данном рисунке отображено, что ширина генерируемого спектра зависит от начальной длительности τ_p и симметричность спектра повышается с уменьшением этой длительности импульса. Однако при дальнейшем уменьшении τ_p такая

динамика не сохраняется. Следует сказать, что уширение спектрального диапазона подобно тому, которое видим на рис. 3, наблюдалось только тогда, когда была учтена не только многофотонная, но и туннельная, а также лавинная фотоионизации.

Обсуждая природу наблюдаемого явления, отметим, что основной причиной уширения спектрального диапазона излучения, скорее всего, является изменение нелинейной фазы, вызванное наведенным изменением нелинейной части показателя преломления Δn ($\Delta n = n_2 I^2 + n_4 I^4 + \Delta n_e$), которое в свою очередь зависит от специфики формы пространственно-временного профиля импульсного пучка, например, от высоты, ширины и крутизны фронтов. Так, отклонение спектрального диапазона в сторону низких частот определяется скоростью изменения фазы на переднем фронте, а в область высоких частот – скоростью изменения фазы на заднем фронте импульса. Соответственно в дальнейшем интересным будет также детально рассмотреть динамику изменения трехмерного пространственно-временного профиля такого импульсного излучения под воздействием плазмы в процессе распространения.

Заключение. Таким образом, на основе результатов численного исследования детально проанализированы влияния электронной плазмы, индуцированной благодаря фотоионизации диэлектрика на спектральные характеристики мощных ($P_{in}/P_{cr} > 15$) оптических импульсов фемтосекундной длительности. Проведено сравнение динамики роста плотности плазмы для импульсов с разными начальными параметрами, например, для w_0 от $w_0 = 30$ мкм до 60 мкм. Показано, что ионизационные процессы могут заметно изменить форму пространственно-временного профиля огибающей интенсивности такого импульса. Степень влияния плазмы на распространяющееся излучение во многом определяется ее плотностью, напрямую зависящей от интенсивности самого излучения. Отмечено, что изменения пространственно-временного профиля импульса, обусловленные влиянием плазмы, приводят к заметному расширению частотного спектрального диапазона излучения. На примере импульсов длительностью $\tau_p = 50$ фс и 100 фс продемонстрирована степень изменения частотных спектров излучения для разных начальных параметров оптических импульсов. Проанализированы природа и причины появления наблюдаемого явления.

ЛИТЕРАТУРА

- Hayden, T.S. Large amplitude wavelength modulation spectroscopy for sensitive measurements of broad absorbers / T.S. Hayden, G.B. Rieker // Optics Express. – 2016. – Vol. 24, № 4. – P. 27910–27921.
- Fu, W. High-power femtosecond pulses without a modelocked laser / W. Fu, L.G. Wright, F.W. Wise // JOSA Optica. – 2017. – Vol. 4, № 7. – P. 831–834.
- Pfeiffer, M. Microstructuring of fused silica using femtosecond laser pulses of various wavelengths / M. Pfeiffer, A. Engel, G. Reisse, S. Weissmantel // Applied Physics A. – 2015. – Vol. 121, № 2. – P. 161105–161110.
- Sugioka, K. Ultrafast lasers-reliable tools for advanced materials processing / K. Sugioka and Y. Cheng // Light Sci. Appl. – 2014. – Vol. 85, № 3. – P. 435–448.
- Lin, Sh. Supercontinuum generation in highly nonlinear fibers using amplified noise-like optical pulses / Shih-Shian Lin, Sheng-Kwang Hwang, and Jia-Ming Liu // Optics Express. – 2014. – Vol. 22, № 4. – P. 4152–4160.
- Вислобоков, Н.Ю. Распространение мощного светового импульса с учетом отражения от нелинейного фокуса / Н.Ю. Вислобоков, А.П. Сухоруков, Т.В. Смирнова, О.М. Федотова, О.Х. Хасанов // Известия РАН. Сер. физическая. – 2006. – Т. 70, № 12. – С. 1740–1744.
- Vislobokov, N.Yu. High- and low-frequency continuum generation by femtosecond pulses in fused silica / N.Yu. Vislobokov, A.P. Sukhorukov // Quantum electronics. – 2007. – Vol. 37, № 11. – P. 1015–1020.

REFERENCES

- Hayden, T. Large amplitude wavelength modulation spectroscopy for sensitive measurements of broad absorbers / T.S. Hayden, G.B. Rieker // Optics Express. – 2016. – Vol. 24, № 4. – P. 27910–27921.
- Fu, W. High-power femtosecond pulses without a modelocked laser / W. Fu, L.G. Wright, F.W. Wise // JOSA Optica. – 2017. – Vol. 4, № 7. – P. 831–834.
- Pfeiffer, M. Microstructuring of fused silica using femtosecond laser pulses of various wavelengths / M. Pfeiffer, A. Engel, G. Reisse, S. Weissmantel // Applied Physics A. – 2015. – Vol. 121. – № 2. – P. 161105–161110.
- Sugioka, K. Ultrafast lasers-reliable tools for advanced materials processing / K. Sugioka and Y. Cheng // Light Sci. Appl. – 2014. – Vol. 85, № 3. – P. 435–448.
- Lin, Sh. Supercontinuum generation in highly nonlinear fibers using amplified noise-like optical pulses / Shih-Shian Lin, Sheng-Kwang Hwang, and Jia-Ming Liu // Optics Express. – 2014. – Vol. 22, № 4. – P. 4152–4160.
- Vislobokov N.Yu., Sukhorukiv A.P., Smirnova T.V., Fedotova O.M., Khasanov O.Kh. *Izvestiya RAN. Ser. fizicheskaya* [News of the Russian Academy of Sciences. Physics], Moscow, 2006, 70(12), pp. 1740–1744.
- Vislobokov, N.Yu. High- and low-frequency continuum generation by femtosecond pulses in fused silica / N.Yu. Vislobokov, A.P. Sukhorukov // Quantum electronics. – 2007. – Vol. 37, № 11. – P. 1015–1020.

Поступила в редакцию 15.06.2020

Адрес для корреспонденции: e-mail: nkt_2004@mail.ru – Вислобоков Н.Ю.