

Эволюция трубчатых сингулярных импульсных пучков в нелинейной диэлектрической среде в условиях ионизации

Р.А.Власов, О.Х.Хасанов, Т.В.Смирнова

Численно проанализирована динамика мощного фемтосекундного трубчатого импульсного пучка в диэлектрической среде в условиях оптически индуцированной ионизации. Установлено, что баланс между разными по знаку и величине нелинейностями при участии многофотонной ионизации способствует установлению квазисолитонного режима распространения излучения на длинах, превышающих несколько дифракционных. Использование указанных пучков позволяет достичь больших плотностей светового поля и генерируемой плазмы.

Ключевые слова: фемтосекундные импульсы, сингулярная фаза, топологический заряд, нелинейная среда, фокусировка и дефокусировка, многофотонная ионизация.

1. Введение

К настоящему времени сформировалась новая область физической оптики – сингулярная оптика [1–5], связанная с изучением генерации и распространения световых пучков, волновые фронты которых имеют фазовые сингулярности (винтовые дислокации), формирующие оптические вихри [3]. По своей структуре это трубчатые лазерные пучки с характерным провалом в распределении интенсивности в центре, несущие орбитальный угловой момент (топологический заряд) [4]. Благодаря своим уникальным свойствам сингулярные пучки представляют особый интерес с точки зрения практических приложений. Среди них следует упомянуть возможность использования указанных пучков в качестве оптических пинцетов для манипулирования микро- и наночастицами, а также биологическими клетками, включая их охлаждение [6], создание бозе-эйнштейновского конденсата и управления им [7]. Исследования плазмы, формируемой в поле мощных трубчатых пучков, показали, что получаемый волновод может применяться для ускорения электронов [8] и генерации высших гармоник вплоть до рентгеновского диапазона [9]. Наличие орбитальных угловых моментов у фотонов и возможность создания их суперпозиционных состояний позволяет использовать трубчатые сингулярные пучки в квантовых компьютерах и квантовой телепортации [10].

Центральной проблемой теоретических и экспериментальных исследований пучков с сингулярной фазой является их стабильность в линейном и нелинейном режимах распространения при топологическом заряде m ,

отличном от единицы. До сих пор этот вопрос рассматривался в основном в рамках стационарного или квазистационарного взаимодействия со средами. В частности, было показано, что в средах с самофокусирующей нелинейностью оптические вихри неустойчивы [11]. Более того, в работе [12] экспериментально продемонстрировано, что вихревые пучки с топологическим зарядом m в условиях насыщения поглощения в парах натрия разбиваются на $2m$ филаментов. Для сравнения отметим, что в средах с дефокусирующей кубической нелинейностью вихревые солитоны могут оказаться устойчивыми [13].

Вопросы устойчивости вихревых солитонов детально рассматривались в ряде работ [14–20]. Анализ двумерных и трехмерных моделей в средах с квадратичной [14] и насыщающейся [15] нелинейностями выявил сильную неустойчивость вихревых пучков с отличным от единицы топологическим зарядом к азимутальным возмущениям, что получило позднее экспериментальное подтверждение [16]. Поиск нелинейных сред, в которых вихревые солитоны были бы устойчивы, показал, что комбинированный тип нелинейности, когда, например, кубическая нелинейность является фокусирующей, а нелинейность пятого порядка – дефокусирующей, может обеспечить условия стабильного распространения указанных солитонов [17–18].

В работе [19] определены «окна стабильности» для двумерных пространственно-временных вихревых пучков. Показано, что, если энергия и размеры вихревого солитона достаточно велики, нестабильность развивается настолько медленно, что солитон можно считать фактически стабильным. Позднее были численно проанализированы условия устойчивости в указанных средах достаточно широких трехмерных вихревых солитонов с единичным топологическим зарядом и сделан вывод о возможности их стабильности в средах с конкурирующими квадратичной фокусирующей и кубической дефокусирующей нелинейностями [20].

Естественно предположить, что учет других дефокусирующих факторов, в частности влияния электронной плазмы, генерируемой в поле импульса многофотонной

Р.А.Власов. Институт физики им. Б.И.Степанова НАНБ, Белоруссия, 220072 Минск, просп. Ф.Скорины, 70; e-mail: lvp@dragon.bas-net.by

О.Х.Хасанов, Т.В.Смирнова. Институт физики твердого тела и полупроводников НАНБ, Белоруссия, 220072 Минск, ул. П.Бровки, 17; e-mail: khasanov@iftp.bas-net.by

Поступила в редакцию 10 марта 2005 г., после доработки – 21 июля 2005 г.

ионизацией (МФИ), также может способствовать стабилизации импульсных пучков, несущих вихрь с топологическим зарядом, отличным от единицы. В такой постановке, насколько нам известно, вопрос о стабильности мощных вихревых импульсных пучков в процессе их распространения ставится впервые.

В то же время показано [21], что баланс между керровской самофокусировкой и дефокусирующим влиянием плазмы может обеспечить волноводный режим распространения безвихревых импульсных пучков в диэлектрических средах, и в частности в плавленом кварце, на расстояниях, значительно превышающих дифракционную длину. Условия такого распространения зависят от соотношения между входной мощностью пучка P_{in} и критической мощностью для самофокусировки P_{cr} [22–24].

В [22] показано, что процесс филаментации пучка определяется квазидинамическим равновесием между самофокусировкой и МФИ: если при $3 < P_{in}/P_{cr} < 10$ происходит расщепление временного профиля пучка на два пика [22], то при $P_{in}/P_{cr} \leq 2$ в отсутствие дисперсии групповой скорости волновой пакет имеет временной профиль с одним пиком [23]. При этом длительность импульса уменьшается и может достигать нескольких фемтосекунд уже на одной дифракционной длине. Теоретические и экспериментальные исследования распространения сфокусированных фемтосекундных импульсов выявили, что размер и форма треков оптического пробоя в поле импульса соответствуют области, где плотность электронов, создаваемая за счет МФИ и электронной лавины, достигает $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ [24], что значительно ниже порога оптического разрушения.

В настоящей работе численно исследуются особенности процессов распространения трубчатых сингулярных пучков с различными топологическими зарядами в среде с комбинированной нелинейностью, содержащей компоненты третьего и пятого порядков, а также компоненты, обусловленную МФИ. Найдены условия устойчивого распространения рассматриваемых пучков. Проводится сравнительный анализ генерации свободных электронов в поле вихревых и безвихревых импульсных пучков. С учетом того, что к настоящему времени накоплен значительный опыт экспериментального получения оптических вихрей [5, 17], результаты численного моделирования могут быть полезными при планировании и проведении эксперимента с импульсными сингулярными пучками.

2. Математическая модель

Рассмотрим ситуацию, близкую к экспериментальной [25]: через образец плавленого кварца толщиной менее 2.4 мм проходит импульс света с длиной волны $\lambda = 800 \text{ нм}$ и длительностью $\tau_p = 70 - 100 \text{ фс}$. Входная интенсивность импульса I_0 изменяется в диапазоне 2–20 ТВт/см². При такой интенсивности падающего излучения целесообразно исследовать процессы насыщения нелинейности и фотоионизации среды. Анализируется распространение осесимметричного поляризованного пучка света со спиральной пространственно-временной структурой фазы и кольцевым распределением интенсивности поля по сечению.

Распространение импульса в среде описывается представленной в безразмерном виде системой, состоящей из обобщенного нелинейного уравнения Шредингера для комплексной огибающей электрического поля $\mathcal{E} =$

$E(r', t', z')$ и кинетического уравнения для плотности свободных электронов ρ_e [26]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial z} = & i\hat{T}^{-1} \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) u - i \frac{L_{df}}{L_{ds}} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + i \frac{L_{df}}{L_{nl}} \\ & \times \hat{T}(|u|^2 - \kappa|u|^4)u - i \frac{L_{df}}{L_{pl}} \left(1 - \frac{i}{\omega\tau_c} \right) \rho u \\ & - \left(\frac{L_{df}}{L_{mp}} |u|^{2(s-1)} + i \frac{m^2}{r^2} \right) u, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = |u|^{2s} - \frac{\rho\tau_p}{\tau_r}. \quad (2)$$

Здесь $u = E(r', t', z')/\bar{E}_0$ – отношение амплитуды поля в среде к начальной амплитуде, усредненной по апертуре пучка; ω – оптическая частота; $\rho = \rho_e/\rho_0$ – электронная плотность, нормированная на начальную плотность $\rho_0 = 10^9 \text{ см}^{-3}$; $L_{df} = kw_0^2/2$ – дифракционная длина; w_0 – начальный радиус импульса; $L_{ds} = \tau_p^2/\beta_2$ – дисперсионная длина; $\beta_2 = 361 \text{ фс}^2/\text{см}$ – дисперсия групповой скорости; $L_{nl} = c/(\omega n_2 I_0)$ – нелинейная длина; $I_0 = n_0 c |E_0|^2 / 2\pi$ – начальная пиковая интенсивность; n_0 – линейный показатель преломления; $n_2 = 3 \times 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$ – нелинейный показатель преломления; $L_{pl} = 2\rho_0/(\sigma\omega\tau_c)$ – длина плазменного поглощения; $\sigma = 1.55 \times 10^{-18} \text{ см}^2$ – поперечное сечение обратного тормозного излучения; $\tau_c = 23.3 \text{ фс}$ – время электрон-электронных столкновений; $L_{mp} = (\beta_s \times I_0^{s-1})^{-1}$ – длина многофотонного поглощения (МФП) с коэффициентом поглощения β_s ; s – число фотонов в процессе МФП (для плавленого кварца $s = 6$); $\kappa = n_4 \bar{I}_0 / n_2$ – параметр насыщения, связанный с нелинейностью пятого порядка; $n_4 = 1.25 \times 10^{-29} \text{ см}^4/\text{Вт}^2$ [27]; $m = \pm 1, \pm 2, \dots$ – топологический заряд пучка; $\tau_r = 300 \text{ фс}$ – время рекомбинации электронов, обусловленное электрон-фононным взаимодействием; $z = z'/L_{df}$ и $r = r'/w_0$ – безразмерные продольная и поперечная переменные; $t = (t' - z'/v_{gr})/\tau_p$ – безразмерное время в движущейся со скоростью v_{gr} системе координат. Все входящие в уравнение коэффициенты действительны и выражаются через физические параметры задачи.

В рассматриваемой системе слагаемые в уравнении (1) описывают механизмы дифракции, дисперсии групповой скорости, кубической нелинейности и нелинейности пятого порядка, плазменной дефокусировки и МФП для диэлектрика. Входящий в уравнение оператор

$$\hat{T} \equiv 1 + i \frac{\partial}{\partial t'} \frac{1}{\omega\tau_p},$$

характеризующий меру отклонения от приближения медленно меняющейся огибающей, вносит поправку, связанную с эффектами пространственно-временной фокусировки и увеличения крутизны огибающей.

Что касается кинетического уравнения для плотности свободных электронов, то первое слагаемое в правой части уравнения (2) описывает процесс МФИ, второе отвечает за электронную рекомбинацию. При условии, что длительность распространяющегося импульса значительно меньше времени электрон-фононного взаимодействия, влиянием рекомбинации в дальнейшем можно пренебречь.

Краевые условия имеют следующий вид:

$$u(z=0) = u_0 \frac{r^{|m|}}{m^2} \exp\left(-\frac{r^2}{2m^2} - \frac{t^2}{2}\right), \quad \left. \frac{\partial u}{\partial r} \right|_{r=0} = \left. u \right|_{r=R} = 0. \quad (3)$$

Здесь параметр $u_0 = E_0/\bar{E}_0$; E_0 – пиковая амплитуда поля на входе; R – размер пучка в поперечном направлении, который выбирается достаточно большим для выполнения условия $u|_{r>R} = 0$ для всех $z \in [0, L]$, где L – безразмерная длина образца.

Для численного решения полученной системы уравнений в области $D = [0, R] \times [0, L] \times [-T, T]$ (где T – характерное время) вволилась сетка, равномерная по t , неравномерная по r , z и сгущающаяся в области сильных градиентов, на которой исходная задача аппроксимировалась системой разностных уравнений, реализованных на основе итерационного метода переменных направлений [28].

Система уравнений с трехдиагональными матрицами решалась методом прогонки в сочетании с итерациями, уравнение для электронной плотности интегрировалось методом Рунге–Кутты. В области больших пространственных градиентов использовался переменный шаг по координате z' .

Отметим, что построение неравномерной сетки для аппроксимации при исследовании филаментации импульса в воздухе с успехом применялось в [29], что позволило авторам этой работы существенно оптимизировать процесс вычислений при достижении высокой точности. Применяемый нами алгоритм построения предполагает использование шага по координате r , изменяющегося по закону геометрической прогрессии (знаменатель $q = [(1 + \varepsilon/N_r)^{N_r} - 1]/\varepsilon$, где N_r – число шагов, $\varepsilon \ll N_r$) со сгущением сетки в присоединенной области. Для обеспечения консервативности построенной разностной схемы использовался метод баланса.

3. Результаты численного анализа

Следует отметить, что стационарная задача взаимодействия между пучком излучения со структурой, близкой к исследуемой нами, и средой с комбинированной нелинейностью третьего и пятого порядков рассматривалась в работе [30], где подчеркивалось, что одним из необходимых условий квазисолитонного режима распространения пучка со спиральным волновым фронтом является наличие насыщения. Другое условие – соблюдение необходимого динамического равновесия между энергией, локализуемой в пучке, и некоторым ее критическим значением, зависящим от топологического заряда m . В настоящей работе, в отличие от [30], рассмотрен сугубо нестационарный режим распространения пучка, несущего вихрь.

Как известно, важную роль в исследовании волноводных режимов распространения излучения в среде играют законы сохранения. Легко показать, что в отсутствие диссипативных членов, связанных с поглощением, и оператора \hat{T} уравнение (1) характеризуется интегралом движения

$$I_1 = \iint |u|^2 r dr dt, \quad (4)$$

имеющим смысл закона сохранения энергии. Уравнение, близкое к уравнению (1) (в отсутствие насыщения нелинейности), исследовалось в [21], где анализировалось распространение мощных фемтосекундных импульсов гауссовой формы в аргоне и воздухе. Применение вариационного подхода с использованием закона сохранения (4) и гамильтониана задачи позволило авторам [21] сделать вывод, что на больших длинах распространения МФИ может остановить коллапс пучка, одновременно искажая его временной профиль. При этом подчеркивается, что при входной мощности импульса, на порядок превышающей P_{cr} , влияние инерционности рамановского отклика способствует стабильному распространению импульса на расстояния, намного превышающие дифракционную длину.

Для сопоставления полученных результатов с известными данными нами проведены оценки входных параметров излучения и критической мощности, позволяющие выявить роль процессов, по существу определяющих эволюцию импульсного излучения. Для рассматриваемых нами образцов критическая мощность $P_{cr} = 0.159 \times \lambda_0^2/(n_0 n_2) \approx 2.2$ МВт, отношение $P_{in}/P_{cr} = 1.5 - 20$. Диапазон изменения начального радиуса пучка w_0 составляет 10–25 мкм. Дифракционная длина пучка с $w_0 = 10$ мкм равна ~ 0.57 мм, что в несколько раз меньше длины образца. При используемых начальных интенсивностях нелинейная длина $L_{nl} \ll L$. Дисперсионная длина L_{ds} превышает L_{df} на три порядка при $\tau_p = 100$ фс; плазменная длина $L_{pl} \approx 10^6$ м, а $L_{mp} \approx 10^2$ м. Влиянием оператора \hat{T} можно пренебречь, поскольку его действие может сказываться на длинах, на порядок превышающих рассматриваемые. Заметим, что, если плотность плазмы в поле распространяющегося импульсного пучка изменяется незначительно по отношению к начальной плотности, анализ задачи сводится к квазистационарному случаю. Выполнение дискретного аналога закона сохранения для стационарного случая позволило нам оценить точность построенной схемы расчета, сделать предварительные оценки и сравнить полученные результаты с известными.

Что касается коэффициента насыщения, то его величина, связанная с усредненной по апертуре начальной интенсивностью (см. приведенное выше определение κ), зависит от топологического заряда. Для вихревых пучков отношение пиковой интенсивности к усредненной тем выше, чем больше топологический заряд, и наоборот. Для интенсивностей, достигающих тераваттных значений, параметр насыщения κ при $m = 2, 3$ изменялся в диапазоне $2.5 \times 10^{-4} - 5 \times 10^{-3}$.

Численный эксперимент продемонстрировал наличие стадий радиального сжатия и расплывания при эволюции импульса в среде. На первом этапе по мере распространения происходит сжатие пучка, что обусловлено доминирующим вкладом в интенсивность поля фокусирующей кубической нелинейности. На рис.1 представлено радиальное распределение максимальной амплитуды импульса с топологическим зарядом $m = 2$ в стадии сжатия, когда радиус пучка уменьшается до 1/3 от его начального значения, а интенсивность растет. С ее ростом увеличивается и влияние дефокусировки, связанной с отрицательной нелинейностью пятого порядка. Стадия расплывания объясняется преимущественным влиянием дефокусировки.

Установлено, что такие структурные изменения импульсного пучка по мере его распространения обладают

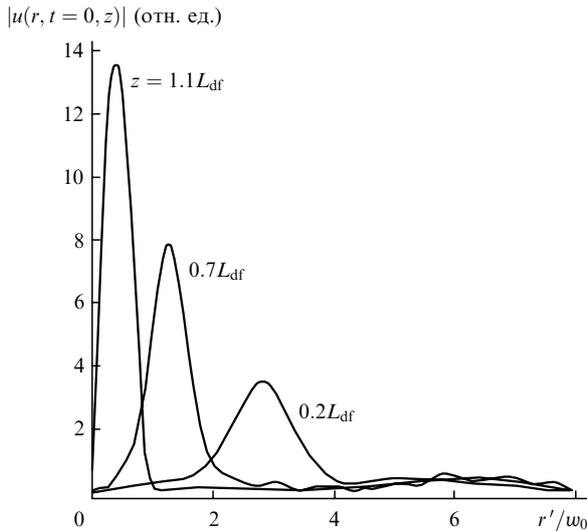


Рис.1. Радиальное распределение амплитуды импульсного пучка с сингулярной фазой и длительностью $\tau_p = 100$ фс при $I_0 = 2$ ТВт/см², $\omega_0 = 10$ мкм, $\lambda = 800$ нм и $m = 2$ на разных длинах распространения.

четко выраженной периодичностью вдоль оси z' (рис.2). Максимальная амплитуда растет, и происходит сужение импульса до тех пор, пока возрастающее с увеличением интенсивности влияние дефокусирующих нелинейностей не остановит ее дальнейший рост. При этом уменьшается апертура пучка. Иными словами, наблюдается многократная самофокусировка пучка. С ростом параметра насыщения (с увеличением величины n_4 или \bar{I}_0) периоды колебаний интенсивности пучка и его апертуры уменьшаются. Если генерируемая плазма не является доминирующим дефокусирующим фактором (это происходит, как показывают оценки вкладов слагаемых уравнения (1), связанных с нелинейностями, при $P/P_{cr} \approx 1.5$) и лишь оказывает дополнительное дефокусирующее воздействие, она ограничивает рост интенсивности и уменьшает период ее колебаний. Диссипация энергии, обусловленная многофотонным и плазменным поглощением, приводит к уменьшению интенсивности пучка по мере его распространения, а также к увеличению периода его колебаний. Отметим, что в анализируемом случае влияние

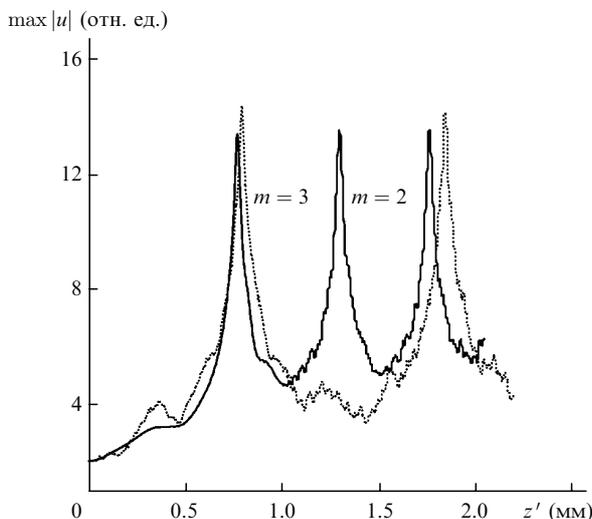


Рис.2. Пространственно-периодическая зависимость максимального значения амплитуды импульсного пучка с $I_0 = 2.25$ ТВт/см², $\omega_0 = 20$ мкм, $\tau_p = 100$ фс при распространении его по образцу для $m = 2$ и 3.

дисперсии групповой скорости незначительно, что подтверждено и численным анализом.

Если доминирующую роль в дефокусировке играет плазма (мощность излучения, локализованного в проходящем пучке, превышает мощность падающего излучения на порядок), то проявление периодичности имеет особенности, обусловленные инерционным характером формирования плазмы. Можно ожидать, что периодическое поведение пучка также изменится. Подтверждением сказанному может служить периодическое поведение радиуса безвихревого пучка (в отсутствие диссипации), полученное в [31] на основе анализа законов сохранения при отношении $P_{in}/P_{cr} \leq 10$, а также экспериментально наблюдавшаяся в [32] многофокусность сфокусированного фемтосекундного импульса с $m = 0$ в плавленом кварце. Проведенные нами расчеты ($m \neq 0$) показали, что, если дефокусирующее влияние плазмы и нелинейности пятого порядка сравнимы по величине (при $P_{in}/P_{cr} \sim 5$), периодичность нарушается.

Оказалось, что использование импульсных трубчатых пучков позволяет значительно увеличить плотность плазмы свободных электронов по сравнению с использованием гауссовых импульсов вследствие роста интенсивности лазерного излучения, обусловленного самой структурой сингулярного пучка. Нами исследовалась динамика распределения плотности свободных электронов при распространении излучения по образцу в зависимости от топологического заряда.

Результаты численных расчетов показали, что при варьировании входных интенсивностей I_0 в диапазоне 2–9 ТВт/см² плотность свободных электронов увеличивается по сравнению с плотностью обычных (несингулярных) гауссовых пучков [33] в 3–5 раз (рис.3 и вставка). Распределение плотности определяется поперечным профилем пучка, а именно ростом его крутизны с увеличением топологического заряда m . При этом провал в распределении интенсивности в центре трубчатого пучка уширяется, а его «стенки» становятся тоньше. Чем больше топологический заряд, тем меньший объем занимает поле, что ведет к увеличению плотности поля и концентрации свободных электронов при неизменных других параметрах. Дальнейший рост плотности возможен при ис-

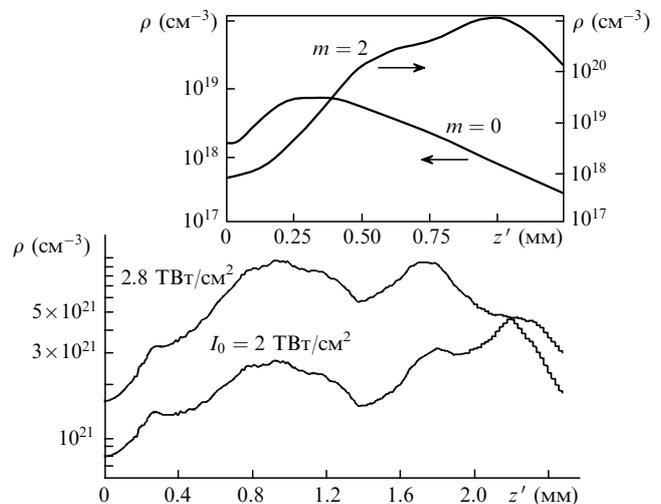


Рис.3. Усредненное по времени распределение плотности свободных электронов для сингулярных пучков с $\tau_p = 100$ фс, $\omega_0 = 10$ мкм, $m = 2$, $I_0 = 2$ и 2.8 ТВт/см². На вставке – то же для $I_0 = 1.2$ ТВт/см², $m = 0$ и 2.

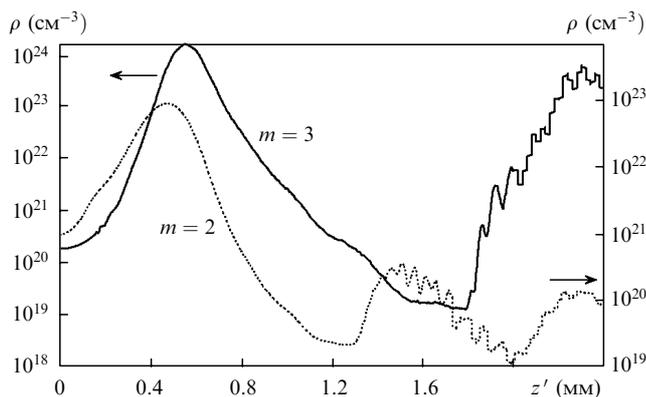


Рис.4. То же, что и на рис.3, для $\tau_p = 100$ фс, $w_0 = 10$ мкм, $I_0 = 3$ ТВт \times см $^{-2}$, $m = 2$ и 3.

пользовании пучков с большим топологическим зарядом (рис.4). При этом с увеличением входной интенсивности излучения процесс увеличения концентрации плазмы ускоряется, наблюдается смещение максимума плотности свободных электронов в область меньших длин образца. Иными словами, в поле мощных сингулярных импульсных пучков плотность плазмы может достигать критических значений. Поэтому использование таких пучков для генерации высших гармоник, электронов и рентгеновского излучения в импульсном режиме может оказаться предпочтительным.

Заметим, что нелинейность пятого порядка является лишь первым приближением при учете насыщения нелинейности в поле мощного импульса, роль которого в стабилизации вихревого солитона пока не изучена. В то же время генерируемая плазма может играть не только значительную дефокусирующую роль. Сам процесс генерации плазмы фактически обуславливает нелокальный характер взаимодействия света с веществом, и это может быть дополнительным фактором для достижения условий устойчивости вихревых пучков, как и другие типы нелокальных нелинейностей: тепловая нелинейность [34], пространственная дисперсия [35].

4. Заключение

Впервые исследована эволюция мощного фемтосекундного импульсного вихревого пучка с различными значениями топологического заряда m в диэлектрической среде на примере кварцевого стекла с нелинейностями третьего и пятого порядков в условиях оптически индуцируемой ионизации. В качестве модели использовалась система уравнений, состоящая из модифицированного $(2 + 1)$ -мерного нелинейного уравнения Шредингера и кинетического уравнения для плотности свободных электронов. Для численного анализа рассматриваемой задачи применялся алгоритм, преимущество которого состоит в использовании переменного шага по координатам при аппроксимации исходной задачи на сетке. Цель численного анализа заключалась в выяснении условий существования квазисолитонного режима распространения импульсных пучков с сингулярной фазой. Баланс между разными по знаку и величине конкурирующими факторами устанавливается при участии нелинейной компоненты, связанной с МФИ. Основные результаты моделирования и выводы можно сформулировать следующим образом.

При распространении вихревого импульсного пучка в нелинейной диэлектрической среде (кварцевом стекле) со входной мощностью, близкой к критической, при слабых процессах диссипации и дисперсии конкуренция нелинейностей третьего и пятого порядков приводит к периодическому поведению структуры пучка вдоль оси распространения. При этом влияние плазмы не является определяющим. С ростом входной мощности пучка дефокусирующие факторы, связанные с плазмой и нелинейностью пятого порядка, становятся сравнимыми по величине и вызывают нарушение указанной периодичности.

Результаты численного анализа свидетельствуют о квазисолитонном характере распространения вихревых пучков при преобладающем влиянии нелинейности пятого порядка, поскольку пиковая интенсивность излучения на выходе из образца уменьшалась не более чем на 0.5%–3%. В случае, когда влияние дефокусирующих факторов сравнимо, также можно говорить о квазисолитонном распространении, т. к. пучок сохраняет свою форму, а максимальное значение амплитуды на рассматриваемых длинах образца уменьшается незначительно (менее чем на 6%), хотя характер распространения становится иным.

Рассматриваемое нестационарное взаимодействие сингулярного импульсного пучка с нелинейной диэлектрической ионизируемой средой позволяет достичь больших плотностей светового поля и больших концентраций генерируемой плазмы по сравнению с обычными (несингулярными) импульсными пучками. Плотность плазмы растет с увеличением топологического заряда вихревого пучка.

Анализ нелинейной динамики пучка с орбитальным угловым моментом при учете вклада конкурирующих процессов требует более детальных исследований. Представляет интерес выяснение роли дисперсии групповой скорости (нормальной или аномальной), а также процессов увеличения крутизны профиля пучка и его пространственно-временной фокусировки. Детального анализа требует и поведение временного профиля для выяснения полной картины филаментации пучка. Мы надеемся проанализировать эти вопросы в ходе дальнейших исследований, результаты которых будут опубликованы отдельно.

Авторы признательны А.П.Сухорукову и Ю.С.Кившарю за полезные и стимулирующие дискуссии. Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке БРФФИ (гранты Ф02Р-128 и Ф04Р-083).

1. Nye J.F., Berry M.V. *Proc. Roy. Soc. London. Ser. A*, **336**, 165 (1974).
2. Soskin M.S., Vernetsov M.V., in *Progress in Optics* (North-Holland, Amsterdam: Elsevier, 2001, Vol. 42, p. 221).
3. Vernetsov M.V., Staliunas K. *Optical Vortices* (New York: Nova Science Publ., 1999, p. 228).
4. Allen L., Padgett M.J., Babiker M., in *Progress in Optics* (North-Holland, Amsterdam: Elsevier, 1999, Vol. 39, pp 294–372).
5. Yin J., Gao W., Zhu Y., in *Progress in Optics* (North-Holland, Amsterdam: Elsevier, 2003, Vol. 45, pp 119–204).
6. Ashkin A., Dziedzic J.M., Bjorkholm J.H., Chu S. *Opt. Lett.*, **11**, 288 (1986).
7. Bong K., Burger S., Dettmer S., Hellweg D., et al. *Phys. Rev. A*, **63**, 031602 (2001).
8. Esarey E., Sprangle P., Kral J., Ting A. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **24**, 252 (1996).
9. Milchberg H.M., Durfee C.C., McIlrath T.J. *Phys. Rev. Lett.*, **25**, 2494 (1995).
10. Muthukrishana A., Stroud C.R. Jr. *J. Opt. B*, **4**, S73 (2002).

11. Kivshar Yu.S., Agrawal G.P. *Optical Solitons: from Fibers to Photonic Crystals* (San Diego: Acad. Press, 2003).
12. Bigelow M.S., Zerom P., Boyd R.W. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 083902 (2004).
13. Desyatnikov A.S., Torner L., Kivshar Yu.S., in *Progress in Optics* (North-Holland, Amsterdam: Elsevier, 2005, Vol. 47, pp 1–47).
14. Firth W.J., Skryabin D.V. *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 2450 (1997).
15. Edmundson D.E. *Phys. Rev. E*, **55**, 7636 (1997).
16. Petrov D.V., Torner L., Martorell J., et al. *Opt. Lett.*, **23**, 1444 (1998).
17. Desyatnikov A., Maimistov A., Malomed B. *Phys. Rev. E*, **61**, 3107 (2000).
18. Towers I., Buryak A., Sammut R., Malomed B., et al. *Phys. Lett. A*, **288**, 292 (2001).
19. Malomed B.A., Crasovan L.-C., Mihalache D. *Physica D*, **161**, 187 (2002).
20. Chen Yi-Fan, Beckwitt Kale, Wise F. *Phys. Rev. E*, **70**, 046610 (2004).
21. Berge L., Couairon A. *Phys. Plasmas*, **7** (1), 210 (2000).
22. Tzortzakis S., Sudrie L., Franco M., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **87** (21), 213902 (2001).
23. Ward H., Berge L. *Phys. Rev. Lett.*, **90** (5), 053901 (2003).
24. Sudrie L., Couairon A., Franco M., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **89** (18), 186601 (2002).
25. Von der Linde D., Schuler H.J. *J. Opt. Soc. Am. B*, **13**, 216 (1996).
26. Gaeta A. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 3581 (2000).
27. Никонова З.С., Серкин В.Н. *Труды ИОФАН*, **23**, 39 (1990).
28. Самарский А.А. *Теория разностных схем* (М.: Наука, 1988).
29. Кандидов В.П., Косарева О.Г., Колтун А.А. *Квантовая электроника*, **33** (1), 69 (2003).
30. Kruglov V.I., Volkov V.M., Vlasov R.A., Drits V.V. *J. Phys. A: Math. Gen.*, **21**, 4381 (1988).
31. Akozbek N., Bowden C.M. *Phys. Rev. E*, **61** (4), 4540 (2000).
32. Wu Zh., Jiang H., Luo L., et al. *Opt. Lett.*, **27**, 448 (2002).
33. Хасанов О.Х., Смирнова Т.В., Федотова О.М., Сухоруков А.П., фон дер Линде Д. В сб.: *Актуальные проблемы физики твердого тела* (Минск: изд-во «Белорусская наука», 2003, с. 573–583).
34. Desyatnikov A.S., Sukhorukov A.A., Kivshar Y.S. *Proc. CLEO/Europe-QECS 2005* (Munich, Germany, 2005, EB2-3-WED).
35. Турицын С.К. *Письма в ЖЭТФ*, **61**, 469 (1995).