

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

Нелинейная динамика сверхмощных ультракоротких лазерных импульсов: эксафлопные вычисления на лабораторном компьютере и субпериодные световые пули

А.А. Воронин, А.М. Жёлтиков

Распространение мощных сверхкоротких световых импульсов сопровождается сложной нелинейной пространственно-временной динамикой, в которой многообразные эффекты спектрально-временного преобразования поля неразрывно связаны с неоднородной по импульсу пространственной динамикой светового пучка. Анализ нелинейной динамики мощных сверхкоротких световых импульсов с учётом пучковых неустойчивостей, распада пучка на множественные филаменты, а также уникальных явлений формирования предельно коротких импульсов светового поля приводит к задачам, эквивалентным по вычислительной сложности задачам моделирования временной эволюции физической системы с несколькими миллиардами степеней свободы. Для выполнения расчётов такого класса сложности требуется эксафлопный объём вычислительных операций, который, как правило, выполняется с использованием суперкомпьютеров. Представлены методы физического моделирования и численного анализа, позволяющие решать подобные задачи на лабораторном компьютере с объединёнными в кластер графическими ускорителями. Выполненные таким методом эксафлопные вычисления указывают на существование новых уникальных явлений пространственно-временной динамики сверхмощных ультракоротких световых импульсов. Показана возможность формирования мощных световых импульсов рекордно малой длительности в виде световых пульс, в которых световое поле оказывается локализованным одновременно в пространстве и времени благодаря балансу дисперсии и нелинейности в условиях подавления дифракционной расходимости пучка в результате совместного действия керровской и ионизационной нелинейностей.

Ключевые слова: сверхкороткие лазерные импульсы, нелинейная оптика, лазерная филаментация

PACS number: 42.65.Re

DOI: 10.3367/UFNr.2016.02.037700

А.А. Воронин. Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Ленинские горы 1, стр. 2, 119991 Москва, Российская Федерация; Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Международный учебно-научный лазерный центр, Ленинские горы 1, стр. 62, 119991 Москва, Российская Федерация; Российский квантовый центр, ул. Новая 100а, 143025 Сколково, Москва, Российская Федерация
А.М. Жёлтиков. Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Ленинские горы 1, стр. 2, 119991 Москва, Российская Федерация; Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Международный учебно-научный лазерный центр, Ленинские горы 1, стр. 62, 119991 Москва, Российская Федерация; Российский квантовый центр, ул. Новая 100а, 143025 Сколково, Москва, Российская Федерация; Texas A&M University, Department of Physics and Astronomy, College Station, Texas 77843, USA; Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", пл. Курчатова 1, 123182 Москва, Российская Федерация
E-mail: zheltikov@physics.msu.ru

Статья поступила 24 января 2016 г.

Содержание

1. Введение (957).
 2. Физическая модель (958).
 3. Численные методы (959).
 4. Эксафлопные вычисления на лабораторном компьютере (960).
 5. Динамика множественной филаментации (961).
 6. Самокомпрессия сверхмощных световых импульсов (962).
 7. Субпериодные световые пули (963).
 8. Заключение (965).
- Список литературы (965).

1. Введение

Стремительное развитие лазерных технологий приводит к появлению нового поколения источников мощных сверхкоротких импульсов электромагнитного излучения, позволяющих получать световые импульсы сверхвысокой интенсивности и сверхвысокого уровня пиковой мощности в широком спектральном диапазоне с высокой частотой повторения [1, 2]. Распространение таких

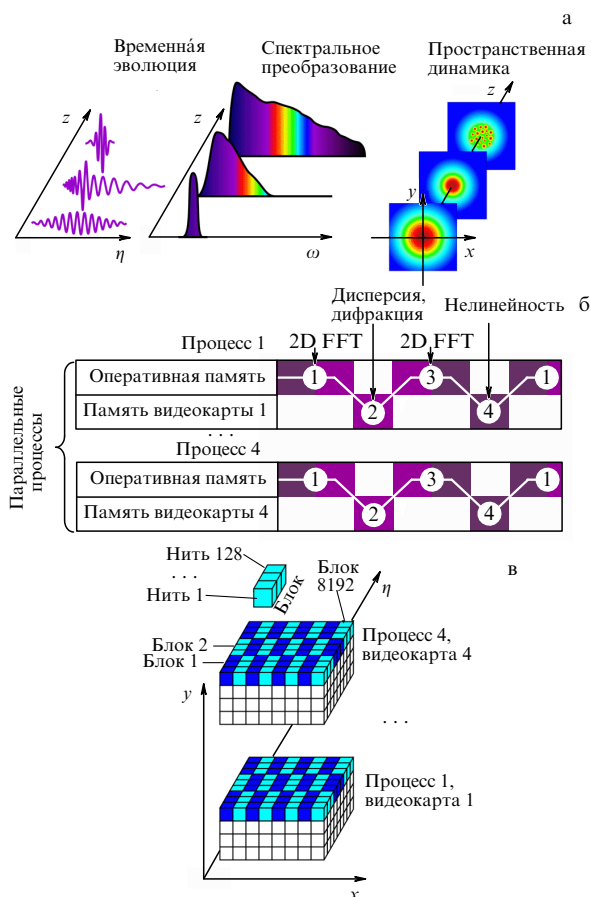


Рис. 1. (В цвете онлайн.) (а) Пространственно-временная динамика мощного сверхкороткого светового импульса в $(3 + 1)$ -мерной задаче, решаемой в пространственных координатах x, y, z и бегущем времени η в сопровождающей импульс системе отсчёта: слева — временная эволюция импульса, в центре — преобразование спектра и генерация суперконтинуума, справа — пространственная динамика с модуляционной неустойчивостью пучка, приводящей к потере пучком аксиальной симметрии. (б) Схема организации вычислений для каждого шага численного алгоритма. Число параллельно выполняемых MPI-процессов в разработанном алгоритме определяется числом используемых видеокарт M (для созданной лабораторной компьютерной станции $M = 4$). (в) Схема параллельных вычислений для расчёта нелинейного оператора, осуществляемых графическими ускорителями на $x/y/z$ -сетке, состоящей из $512 \times 512 \times 2048$ узлов. Цветными слоями показаны слои узлов сетки в плоскости x/y , для которых в каждой из видеокарт производится параллельное вычисление.

импульсов в среде сопровождается сложной нелинейной динамикой [3–5], в которой многообразные эффекты спектрально-временного преобразования неразрывно связаны с неоднородной по импульсу пространственной динамикой светового пучка (рис. 1а). Интерес к исследованию таких явлений обусловлен необходимостью передачи мощных сверхкоротких импульсов [6, 7], которая не всегда может быть реализована в условиях вакуума, а также возможностями эффективной генерации интенсивного широкополосного излучения (суперконтинуума) [8–13] и временной компрессии мощных сверхкоротких лазерных импульсов [14–16] в режиме лазерной филаментации. Явление лазерной генерации в лазерных филаментах [17] открывает уникальные возможности для высокочувствительной дистанционной диагностики атмосферы [18, 19].

При пиковой мощности сверхкороткого импульса, значительно превышающей порог самофокусировки, световое поле становится неустойчивым [20] относительно распада на множественные филаменты (рис. 1а). В связи с тем, что затравкой для таких пучковых неустойчивостей служат случайные флуктуации интенсивности лазерного пучка или оптические неоднородности среды, распадающийся на множественные филаменты лазерный пучок, как правило, теряет аксиальную симметрию. В каждом из таких филаментов дифракционная расходимость пучка оказывается подавленной в результате совместного действия наводимой в среде нелинейной поляризации и радиального профиля электронной плотности [3, 4, 21]. Как показывают недавние исследования [22], во многих из возникающих филаментов могут быть достигнуты условия, необходимые для формирования мощных однопериодных и субпериодных световых импульсов — сверхкоротких всплесков электромагнитного излучения длительностью менее одного периода поля. Корректный анализ этого представляющего значительный интерес явления не может быть проведён на основе обычно используемых в оптике сверхкоротких импульсов упрощающих предположений метода медленно меняющихся огибающих, поскольку указанные предположения становятся неприменимыми для импульсов такой малой длительности.

Понимание физических сценариев всего многообразия явлений, сопровождающих распространение мощных сверхкоротких импульсов в таком режиме, может быть достигнуто лишь на основе полного, свободного от приближений медленно меняющихся огибающих анализа нелинейной пространственно-временной динамики мощных сверхкоротких световых импульсов. С учётом необходимости описания однопериодных и субпериодных световых импульсов такой анализ должен быть выполнен с высоким разрешением по пространственным и временной координатам на всей значительной длине нелинейного взаимодействия, которая может быть достигнута в условиях лазерной филаментации. По численной сложности такой анализ оказывается эквивалентным задаче моделирования временной эволюции физической системы с несколькими миллиардами степеней свободы. Для выполнения расчётов такого класса сложности требуется эксафлопный объём вычислительных операций, которые, как правило, производятся на суперкомпьютерах.

В настоящей статье представлены методы физического моделирования и численного анализа, позволяющие решать подобные задачи на лабораторном компьютере с кластером графических ускорителей. Выполненные таким методом эксафлопные вычисления указывают на существование новых уникальных явлений пространственно-временной динамики сверхмощных ультракоротких световых импульсов, включая формирование однопериодных и субпериодных импульсов светового поля, образующих при специально подобранных условиях множественные световые пули.

2. Физическая модель

Анализ распространения мощных сверхкоротких световых импульсов основан на решении обобщённого нелинейного уравнения Шрёдингера для комплексной огибающей поля с учётом процессов сверхбыстрой

ионизации среды световым полем [3– 5, 23, 24]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} A(\omega, x, y, z) = & \left[\frac{ic}{2\omega_0 n_0} \Delta_{\perp} + i\tilde{D}(\omega) \right] A(\omega, x, y, z) + \\ & + \tilde{F} \left\{ i \frac{\omega_0 \tilde{T}}{c} \left[n_2(1 - f_R) I(\eta, x, y, z) + \right. \right. \\ & + \left. \sum_{q=2}^4 n_{2q} I^{2q}(\eta, x, y, z) \right] A(\eta, x, y, z) + \\ & + n_2 f_R \int_{-\infty}^{\infty} R(\eta - \eta') I(\eta', x, y, z) d\eta' A(\eta, x, y, z) + \\ & + \sum_{s=2}^5 \frac{\chi^{(2s-1)}}{2^s c^{s-1} \varepsilon_0^{s-1}} A^{2s-1}(\eta, x, y, z) - \\ & \left. - \left(\frac{i\omega_0}{2cn_0 \rho_c \tilde{T}} \rho + \frac{U_i W(\rho_0 - \rho)}{2I} + \frac{\sigma}{2} \rho \right) A(\eta, x, y, z) \right\}. \quad (1) \end{aligned}$$

Здесь $A(\eta, x, y, z)$ — комплексная амплитуда, $A(\omega, x, y, z)$ — её фурье-образ, $I(\eta, x, y, z) = |A(\eta, x, y, z)|^2$ — интенсивность поля, η — время в сопровождающей импульсе системе координат, x, y — поперечные координаты, ω — частота, z — координата вдоль оси распространения, $\Delta_{\perp} = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ — поперечная часть оператора Лапласа, $\tilde{D} = k(\omega) - k(\omega_0) - \partial k/\partial \omega|_{\omega_0}(\omega - \omega_0)$ — дисперсионный оператор, ω_0 — начальная центральная частота лазерного импульса, $k(\omega) = \omega n(\omega)/c$ — величина волнового вектора, $n(\omega)$ — показатель преломления, $n_0 = n(\omega_0)$, \tilde{F} — оператор преобразования Фурье по временной координате, $\chi^{(3)}, \chi^{(5)}, \chi^{(7)}, \chi^{(9)}$ — нелинейно-оптические восприимчивости третьего, пятого, седьмого и девятого порядков, n_2, n_4, n_6, n_8 — коэффициенты нелинейности керровского типа, $\tilde{T} = 1 + i\omega_0^{-1} \partial/\partial \eta$, $R(\eta)$ — функция комбинационного отклика среды, f_R — доля комбинационного (запаздывающего) отклика в оптической нелинейности, ρ — электронная плотность, $U_i = U_0 + U_{\text{osc}}$, U_0 — ионизационный потенциал материала, U_{osc} — ponderomotонная энергия электрона в световом поле, $W(I)$ — скорость фотоионизации, σ — сечение лавинной ионизации, $\rho_c = \omega_0^2 m_e \varepsilon_0 / e^2$ — критическая плотность плазмы, ρ_0 — плотность нейтральных частиц газа, m_e — масса электрона, e — заряд электрона, ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума.

Уравнение распространения (1) решается совместно с уравнением для электронной плотности, учитывающим фотоионизацию среды световым полем, а также процессы лавинной ионизации и рекомбинации:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \eta} = W(I) + \sigma(\omega_0) U_i^{-1} \rho I - \frac{\rho}{\tau_r}, \quad (2)$$

где τ_r — время рекомбинации. Скорость фотоионизации W в уравнении (1) вычисляется на основе формализма Келдыша [25, 26]. Сечение лавинной ионизации σ находится согласно модели Друде, $\sigma(\omega) = e^2 \tau_c [m_e \varepsilon_0 n_0 c (1 + \omega^2 \tau_c^2)]^{-1}$, где τ_c — время столкновений.

Модель, основанная на уравнениях (1) и (2), описывает все основные физические эффекты, проявляющиеся при распространении мощных сверхкоротких импульсов в среде. Использование спектрального представления для дисперсионного оператора \tilde{D} позволяет учесть дисперсию материала точно, не прибегая к разложению в ряд по отстройкам от центральной частоты ω_0 . Данное обстоятельство является существенным, так как рас-

сматриваемая модель предназначена для описания широкого класса нелинейных процессов, включая генерацию суперконтинуума и формирование однопериодных и субпериодных импульсов, для которых разложение частотного профиля дисперсии в ряд по степеням $\omega - \omega_0$ становится неприменимым. Используемая в настоящей статье физическая модель учитывает также явления линейного поглощения и дифракции, наводимую полем добавку к показателю преломления, обусловленную эффектом Керра второго, четвёртого и в случае необходимости высших порядков, явления самоукручения и пространственно-временной фокусировки, а также эффекты поглощения, дисперсии, рассеяния и дефокусировки, связанные со сверхбыстрой ионизацией среды в процессе распространения лазерного импульса.

Уравнение распространения (1) решается методом расщепления по физическим факторам. Линейные дифракционный и дисперсионный операторы этого уравнения вычисляются с помощью метода Фурье. Нелинейная часть уравнения распространения, а также уравнение динамики электронной плотности решаются методом Рунге–Кутты четвёртого или пятого порядка точности.

Важно отметить, что при анализе распространения мощных сверхкоротких импульсов в режиме множественной филаментации приближение аксиальной симметрии пучка, позволяющее существенно упростить решение уравнения (1), становится необоснованным ввиду случайного характера пространственного распределения точек роста модуляционных неустойчивостей пучка, обусловленного шумовой природой флуктуаций интенсивности поля по пучку и случайным характером пространственного распределения оптических неоднородностей среды. В полностью трёхмерном варианте уравнение (1), содержащее, кроме того, временную переменную (такую модель часто называют (3 + 1)-мерной (рис. 1а)), приводит к расчётам высокой вычислительной сложности.

3. Численные методы

Ввиду необходимости обеспечить достаточную точность моделирования формирования однопериодных и субпериодных импульсов светового поля сетка в численных расчётах должна иметь шаг по времени, значительно меньший периода светового поля. При этом общий размер вычислительной сетки должен быть выбран существенно большим полной длительности лазерного импульса, для того чтобы на протяжении всего расчёта обеспечить удержание всех генерируемых при распространении импульса компонент поля, разбегающихся в процессе расчёта с различными групповыми скоростями.

Для импульсов длительностью от 1 до 10 оптических периодов этим требованиям, как правило, удаётся удовлетворить с помощью временной сетки, содержащей, в зависимости от интенсивности и фокусировки лазерного импульса, от 1024 до 4096 узлов. Для точного анализа формирования однопериодных импульсов часто требуются сетки и с большим числом узлов.

Для анализа нелинейной динамики пучка выбирается двумерная сетка с шагом по поперечным координатам, значительно меньшим размера одиночных филаментов. Наиболее эффективная компрессия импульсов часто происходит в малой области на оси пучка. С одной стороны, двумерная пространственная сетка для моделиро-

вания динамики пучка должна иметь достаточно малый шаг для точного описания этого явления. С другой стороны, общие размеры сетки должны быть достаточно большими, чтобы удерживать на протяжении всего расчёта все компоненты поля, генерируемые и рассеиваемые нелинейной линзой и плазмой в широкий телесный угол. Как правило, для импульсов пиковой мощностью до ста критических мощностей самофокусировки этим условиям удовлетворяют сетки, содержащие от 512×512 до 1024×1024 узлов.

Шаг по продольной пространственной координате определяется скоростью нелинейного набега фазы, максимальное значение которого для достаточной точности вычислений, как правило, не должно превышать 0,025 рад, если нелинейный оператор в уравнении (1) рассчитывается методом Рунге–Кутты четвёртого порядка точности, и 0,05 рад, если для расчёта этого оператора необходимо использовать метод Рунге–Кутты пятого порядка точности. Общая протяжённость сетки по продольной координате определяется интегральным нелинейным набегом фазы. Для характерных условий экспериментов по множественной филаментации мощных сверхкоротких импульсов требуются сетки с числом шагов по продольной координате порядка 10000.

Таким образом, полный массив данных, содержащий результаты $(3 + 1)$ -мерного анализа распространения мощного сверхкороткого лазерного импульса с фиксированными параметрами в режиме множественной филаментации, имеет характерный размер 10–100 терабайт (ТБ). При этом характерный размер трёхмерной сетки, включающей в себя две поперечные координаты и временную переменную, составляет $2048 \times 1024 \times 1024 \sim \sim 10^9$ узлов. Анализ эволюции массива комплексных чисел, формируемого в результате моделирования мощного импульса на такой сетке, вдоль продольной координаты, таким образом, эквивалентен задаче временной эволюции системы с несколькими миллиардами степеней свободы на интервале, содержащем 10^4 шагов по времени.

Для каждого шага по продольной координате требуется около 20 операций прямого и обратного быстрого преобразования Фурье (БПФ). При использовании оптимизированного для реализуемой процедуры вычислений алгоритма Кули–Тьюки для каждой операции БПФ требуется $M_q = 5N_q \log_2(N_q)$ операций с комплексными числами. Здесь q обозначает одну из поперечных координат $\{x, y\}$ или временную переменную η . Вычисление линейного оператора производится с помощью трёх прямых и трёх обратных БПФ. Для вычисления нелинейного оператора методом Рунге–Кутты k -го порядка точности (в наших расчётах $k = 4, 5$) требуется $42k$ операций БПФ. Таким образом, полное число операций с плавающей запятой, необходимое только для выполнения операций БПФ на сетке, содержащей $N_z = 10000$ шагов по продольной координате, составляет 100–200 Пфлоп (1 Пфлоп — 10^{15} вычислительных операций с плавающей запятой). С учётом дополнительных вычислительных операций, операций передачи, транспонирования и копирования массивов данных, а также прочих служебных операций полный объём операций для выполнения описанного алгоритма составляет величину порядка 1000 Пфлоп.

Производительность современного шестиядерного процессора Intel Core i7-4930K составляет 120 Гфлопс

(1 Гфлопс — 10^9 вычислительных операций с плавающей запятой в одну секунду). При такой производительности вычислений расчёт процесса передачи мощного сверхкороткого импульса в режиме множественной филаментации для одного фиксированного набора начальных данных может быть выполнен за время порядка месяца.

В связи с тем что производительность обычных, даже самых мощных, процессоров оказывается недостаточной, задачи этого класса решаются, как правило, на вычислительных кластерах, включающих в себя несколько сотен процессорных ядер. Укажем в качестве важного примера, что производительность вычислений на 128 процессорных ядрах суперкомпьютера класса вычислительного комплекса "Ломоносов" Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова (МГУ) составляет примерно 1,3 Тфлопс ($1,3 \times 10^{12}$ вычислительных операций с плавающей запятой в 1 с). При такой производительности вычислений задача численного анализа распространения мощного сверхкороткого светового импульса в режиме множественной филаментации может быть решена за время порядка недели. Как показано в разделах 4–7, использование объединённых в кластеры графических ускорителей позволяет провести полный численный анализ распространения мощных сверхкоротких лазерных импульсов в режиме множественной филаментации на лабораторном компьютере.

4. Эксафлопные вычисления на лабораторном компьютере

В настоящей работе численный анализ нелинейной динамики мощных сверхкоротких лазерных импульсов в режиме множественной филаментации выполнен на лабораторном компьютере с объединёнными в кластер графическими ускорителями NVidia GeForce GTX 970. Вычислительная производительность таких карт достигает 2,3 Тфлопс. При правильной организации вычислений с использованием таких ускорителей задачи эксафлопного класса вычислительной сложности могут быть решены за несколько дней. Ключевым фактором организации эксафлопных вычислений на лабораторном компьютере с кластером таких видеокарт является так называемое распараллеливание программного алгоритма для объединённых в кластер графических ускорителей.

Реализованная нами схема параллельных вычислений на кластере графических ускорителей представлена на рис. 16. В отличие от стандартного метода распараллеливания вычислений с использованием интерфейса передачи сообщений (Message-Passing Interface — MPI) [27], в реализованной схеме вычислений используется комбинированный метод распараллеливания, в котором ускорение вычислений нелинейного, дисперсионного и дифракционного операторов осуществляется благодаря сочетанию интерфейса MPI и программно-аппаратной архитектуры параллельных вычислений CUDA (Compute Unified Device Architecture) [28]. Число параллельно выполняемых MPI-процессов в разработанном алгоритме определяется числом используемых видеокарт M (в созданной лабораторной компьютерной станции $M = 4$). В рамках каждого из этих процессов реализуется метод расщепления по физическим факторам (рис. 16). Двумерное преобразование Фурье выполняется процессорной частью кластера с использованием стандартной библио-

теки программ. Вычисление дисперсионного, дифракционного и нелинейного операторов уравнения (1) производится с использованием параллельной архитектуры CUDA в графической части кластера (рис. 1б, в). Для этой цели данные переносятся из оперативной памяти основного процессора в видеопамять и обратно (рис. 1б).

На рисунке 1в представлена схема описанной выше организации вычислений на сетке из $512 \times 512 \times 2048$ узлов по координатам x, y, η соответственно. Цветными слоями показаны слои узлов сетки в плоскости $x\eta$, для которых каждой видеокарткой производятся параллельные вычисления. Вычисления, выполняемые графическими ускорителями на каждом из таких слоёв, в соответствии с архитектурой CUDA подразделяются на блоки, общее число которых в реализованной схеме составляет 8192. Каждый блок в свою очередь состоит из 128 нитей (рис. 1в).

Обеспечиваемая графической частью кластера скорость вычислений дисперсионного, дифракционного и нелинейного операторов оказывается настолько высокой, что наиболее медленным процессом реализованной схемы является прямое и обратное транспонирование трёхмерных массивов данных из распределённых по пространственной координате x в распределённые по координате y , необходимого для выполнения двумерного БПФ с помощью стандартной библиотеки программ.

Реализация описанного алгоритма на платформе четырёхядерного лабораторного компьютера, сконфигурированного на базе процессора Intel Core i5-4690 с материнской платой ASRock Z87 OC Formula и графическим ускорением на платформе кластера, состоящего из четырёх 1664-ядерных видеокарт GeForce GTX 970, позволяет выполнить расчёт, необходимый для полного анализа пространственно-временной динамики мощного сверхкороткого лазерного импульса в режиме множественной филаментации, за время порядка 1 сут. При этом появляется реальная возможность осуществления комплекса расчётов для целенаправленной оптимизации параметров лазерного импульса и среды, а также реализации уникальных физических режимов нелинейной динамики мощных сверхкоротких импульсов. В разделах 5–7 представлены результаты выполненных на лабораторной станции эксфлопных вычислений, показывающие возможность формирования мощных световых импульсов с рекордно малой длительностью и позволяющие определить условия, при которых дифракционная расходимость пучка с локализованными однопериодными и субпериодными световыми импульсами подавлена благодаря нелинейно-оптическим явлениям.

5. Динамика множественной филаментации

Характерная картина пространственно-временной динамики сверхкороткого лазерного импульса с пиковой мощностью P , на два порядка превышающей порог самофокусировки $P_{\text{ср}}$, представлена на рис. 2. Расчёты выполнены для сверхкоротких импульсов среднего инфракрасного (ИК) диапазона с центральной длиной волны $\lambda = 3,9$ мкм, начальной энергией $W_0 = 270$ мДж и длительностью $\tau_0 = 100$ фс. Мощные фемтосекундные импульсы на такой длине волны могут быть получены с помощью разработанных в последние годы источников излучения среднего ИК-диапазона нового поколения на

основе оптического параметрического усиления chirpированных импульсов [29–32]. Анализ распространения таких импульсов в режиме множественной филаментации представляет особый интерес с точки зрения возможности получения мощных однопериодных и субпериодных импульсов среднего ИК-диапазона, а также ввиду того что центральная длина волны таких импульсов попадает в область аномальной дисперсии для многих перспективных с точки зрения оптических технологий твердотельных материалов. Расчёты, выполненные для режима одиночной филаментации [33, 34], реализуемого при значительно меньших превышениях пиковой мощности лазерного импульса над порогом самофокусировки, показывают, что режим аномальной дисперсии позволяет наблюдать уникальные режимы распространения сверхкоротких лазерных импульсов, включая формирование световых пуль.

Световой пучок с критической мощностью, на несколько порядков превышающей порог самофокусировки (для режима, представленного на рис. 2, $P = 100P_{\text{ср}}$), характеризуется сложной временной (рис. 2а–в), пространственной (рис. 2г–з) и спектральной (рис. 2и) динамикой. Постоянно изменяющаяся в процессе распространения пространственная структура поля оказывается неоднородной по импульсу, обнаруживая значительные изменения от фронта импульса к его спаду (рис. 2а–в). Подобные неоднородные по импульсу изменения структуры пучка обусловлены изменяющимися от фронта импульса к его спаду условиями баланса керровской и ионизационной нелинейностей. Временная структура поля в свою очередь является неоднородной по пучку.

Лазерное поле с пиковой мощностью $P \gg P_{\text{ср}}$ оказывается неустойчивым относительно распада пучка на множественные филаменты, вызываемого случайными флуктуациями интенсивности поля в световом пучке. Возникающие пространственные модуляционные неустойчивости приводят к формированию горячих точек поля (рис. 2г, д) и постепенному распаду пучка (рис. 2е–з). При этом в результате совместного действия керровской и ионизационных нелинейностей образуются множественные филаменты (рис. 2б, в, е–з). Данное явление наблюдается на фоне характерного для режима филаментации эффективного уширения спектра импульса (рис. 2и), получившего название генерации суперконтинуума.

Благодаря высокой скорости расчётов на основе реализованной схемы параллельных вычислений и простоте управления процессом моделирования, обеспечиваемой полным и постоянным доступом к лабораторному компьютеру, имеется возможность достигнуть детального выяснения процесса распада пучка на множественные филаменты посредством систематического сравнения результатов численного моделирования с оценками, полученными на основе простых физических моделей. В качестве важного результата такого анализа необходимо отметить хорошее согласие между характерной длиной, на которой в численных расчётах пучок распадается на множественные филаменты, и простыми физическими оценками, получаемыми на основе модели пространственной модуляционной неустойчивости, предложенной в основополагающей работе Беспалова и Таланова [20]. В численных расчётах, результаты которых представлены на рис. 2, явление множественной филаментации становится заметным на характерной длине распространения

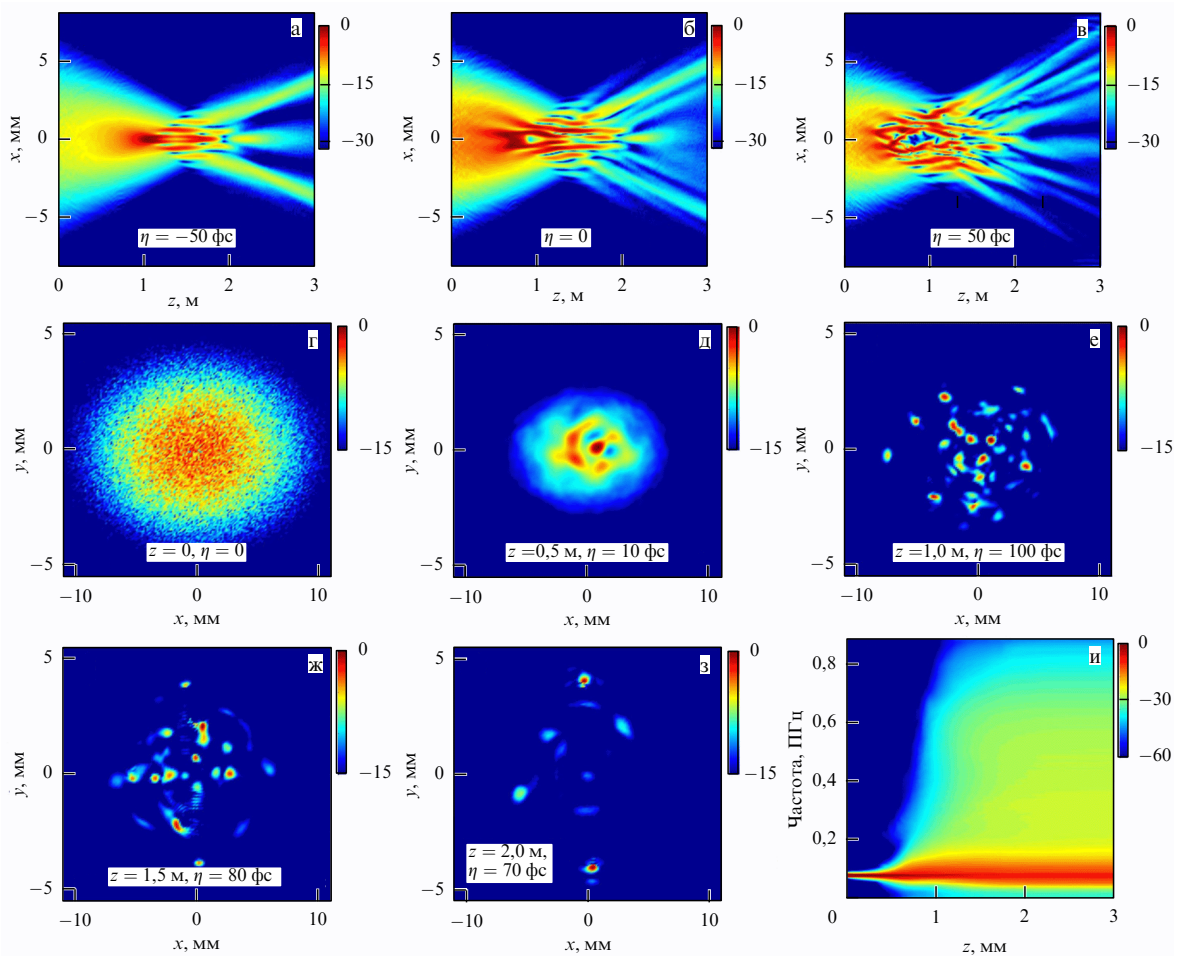


Рис. 2. (В цвете онлайн.) Пространственно-временная динамика сверхкороткого лазерного импульса с центральной длиной волны 4 мкм, длительностью 100 фс, энергией 270 мДж, распространяющегося в газовой камере, заполненной молекулярным азотом при давлении 4 атм: пространственная динамика (а) на фронте ($\eta = -50$ фс), (б) в центральной части ($\eta = 0$), (в) на спаде ($\eta = 50$ фс) импульса. Поперечные профили пучка для (г) $z = 0$, $\eta = 0$, (д) $z = 0,5$ м, $\eta = 10$ фс, (е) $z = 1,0$ м, $\eta = 100$ фс, (ж) $z = 1,5$ м, $\eta = 80$ фс, (з) $z = 2,0$ м, $\eta = 70$ фс. (и) Пространственная эволюция спектра импульса, проинтегрированного по поперечному сечению пучка. Начальная пиковая мощность импульса $P = 100P_{cr}$. Пучок сфокусирован линзой с фокусным расстоянием $f = 2$ м. Расчёт произведён на четырёх процессорных ядрах и четырёх 1664-ядерных видеокартах GeForce GTX 970 на сетке $2048 \times 512 \times 512 \times 12000$ точек по координатам η , x , y , z . Вычислительная сложность задачи составляет приблизительно 1000 Пфлоп. Время расчёта 4 сут.

l_m порядка 1 м (рис. 2е). Согласно модели Беспалова и Таланова [20] характерная длина нарастания пространственной модуляционной неустойчивости по порядку величины совпадает с характерной нелинейной длиной $l_{nl} = c(\omega n_2 I_0)^{-1}$, где I_0 — интенсивность поля. В условиях расчёта, результаты которого представлены на рис. 2 ($I_0 \approx 20$ ТВт см $^{-2}$, $n_2 = 1,4 \times 10^{-7}$ см 2 ТВт $^{-1}$), нарастание модуляционных неустойчивостей с удовлетворительной точностью следует закону $\exp(z/l_{nl})$, предсказываемому теорией Беспалова – Таланова. При этом стократное усиление неустойчивостей пучка, порождаемых шумовыми флуктуациями интенсивности, имеет место на длине порядка 1 м. Выполненные численные расчёты указывают на хорошее согласие длины возникновения множественных филаментов в полной численной модели с предсказаниями теории Беспалова – Таланова для длины развития модуляционных неустойчивостей в широком диапазоне начальных параметров лазерных импульсов. Такая оценка позволяет дать наглядное физическое объяснение сложным взаимосвязанным процессам пространственно-временной динамики, наблюдающимся при численных расчётах.

6. Самокомпрессия сверхмощных световых импульсов

Явление солитонного самосжатия лазерных импульсов в режиме аномальной дисперсии широко используется для получения сверхкоротких световых импульсов в волоконных световодах [35, 36]. Пространственно-временная (3 + 1)-мерная динамика свободно распространяющихся пучков с пиковой мощностью, много большей порога самофокусировки, оказывается значительно более сложной по сравнению с динамикой световых импульсов в волоконных световодах, хорошо описываемой в рамках детально разработанной модели обобщённого нелинейного уравнения Шрёдингера с одной временной и одной пространственной переменной [35]. Для пространственно-временной эволюции световых полей с пиковой мощностью $P \gg P_{cr}$ в режиме аномальной дисперсии характерны рассмотренные в разделе 5 явления распада пучка на множественные филаменты, приводящие к потере пучком связности и пространственной когерентности (рис. 3). Тем более значимым и замечательным представляется режим пространственно-временной эво-

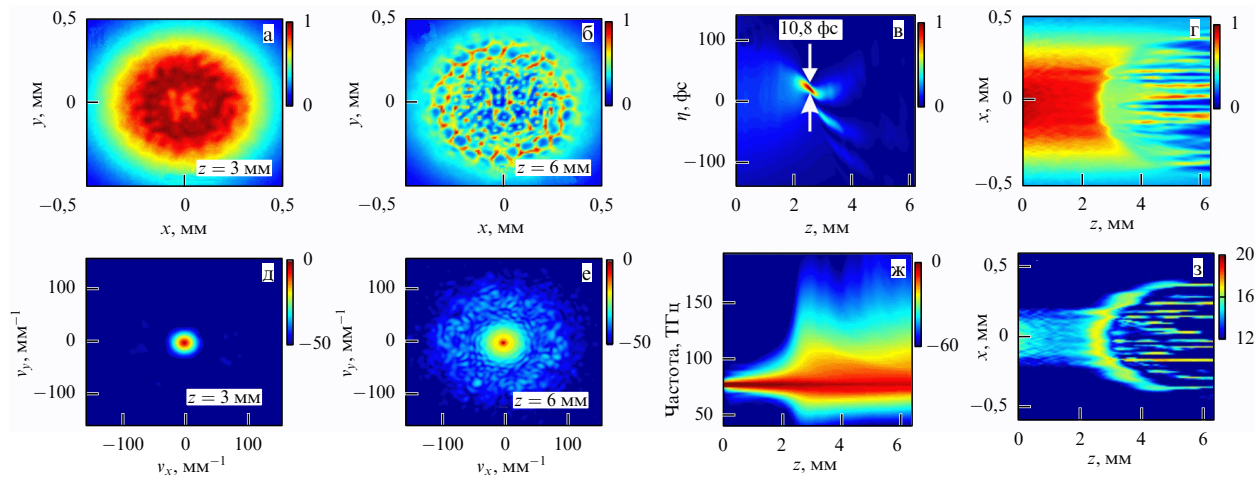


Рис. 3. (В цвете онлайн.) Картина распада светового пучка на множественные филаменты для лазерного импульса с центральной длиной волны 3,9 мкм, начальной длительностью 200 фс, энергией 3,1 мДж, начальным диаметром 1,25 мм, распространяющегося в пластине YAG. Поперечные профили пучка в точке максимальной компрессии импульса при (а) $z = 3,0$ мм, (б) $z = 6,0$ мм. (в) Эволюция временного профиля импульса на оси пучка. (г) Динамика пучка. Угловой спектр пучка в точке максимальной компрессии импульса для (д) $z = 3,0$ мм и (е) $z = 6,0$ мм. (ж) Эволюция спектра импульса, проинтегрированного по поперечному сечению пучка. (з) Динамика пучка на спаде импульса. Начальная пиковая мощность импульса $P \approx 480 P_{cr}$.

люции мощного сверхкороткого импульса, иллюстрируемый рис. 3, позволяющий осуществить эффективную самокомпрессию импульса без потери поляем пространственной связности и когерентности в результате распада пучка на множественные филаменты.

Для реализации этого режима нелинейной динамики ключевым является выполнение для характерных длин самокомпрессии и модуляционной неустойчивости l_c и l_m неравенства $l_c < l_m$. При выполнении этого условия длительность импульса, испытывающего самосжатие вследствие совместного действия аномальной дисперсии и нелинейности, достигает минимума раньше, чем световой пучок распадётся на множественные филаменты. Как видно из результатов расчётов, представленных на рис. 3, на длине распространения $z \approx l_c \approx 2,4$ мм процесс саможатия приводит к формированию субпериодного импульса длительностью около 10,8 фс (рис. 3в). Световой пучок при этом сохраняет связность (рис. 3г), а в угловом спектре поля (рис. 3д) практически не проявляются дополнительные компоненты, возникающие в результате модуляционной неустойчивости.

На больших длинах распространения ($z > l_m \approx 3$ мм) становятся заметными явления модуляционной неустойчивости (рис. 3а, б, г, е, з). В поперечном сечении пучка наблюдаются горячие точки поля (рис. 3а, б). В угловом спектре проявляются заметные искажения, свидетельствующие о возникновении пространственных компонент, распространяющихся под большим углом к оси пучка (рис. 3е). На фоне распада пучка, вызываемого модуляционной неустойчивостью, проявляется совместное действие керровской и ионизационных нелинейностей, приводящих к формированию множественных филаментов (рис. 3г, з).

Подтверждённая результатами численного анализа возможность реализации эффективной самокомпрессии мощного светового импульса без потери пучком пространственной когерентности посредством разделения пространственных масштабов самокомпрессии и модуляционной неустойчивости в режиме $l_c < l_m$ является ключевым физическим фактором для формирования в

режиме аномальной дисперсии мощных однопериодных и субпериодных световых пучей. Анализ этого явления посвящён раздел 7.

7. Субпериодные световые пучи

Однопериодные и субпериодные световые импульсы, получение которых становится возможным благодаря новым подходам в лазерных технологиях [37–40], представляют собой уникальный инструмент для исследования быстропротекающих процессов в веществе [41]. Одна из ключевых задач развития этого направления оптической физики связана с необходимостью повышения эффективности генерации и интенсивности светового поля, достигаемой в однопериодных и субпериодных импульсах. Представленные ниже результаты расчётов указывают один из перспективных путей решения этой задачи.

Лазерная филаментация широко используется для сжатия интенсивных световых импульсов с пиковой мощностью $P \sim (3–10)P_{cr}$. Масштабирование этого метода компрессии на более высокие уровни пиковой мощности, однако, сопряжено с серьёзными трудностями. В первую очередь, эти трудности связаны с распадом мощных световых пучков на множественные филаменты (см. раздел 5), приводящим к потере пучком связности и в конечном счёте пространственной когерентности [42]. Серии численных расчётов, выполненных на лабораторной компьютерной станции с кластером графических ускорителей, позволяют указать путь преодоления этой трудности. Результаты численных расчётов показывают, что мощные световые импульсы длительностью менее одного периода поля могут быть получены без потери пространственной когерентности пучка в результате самопроизвольной компрессии импульсов с пиковой мощностью $P \gg P_{cr}$ в среде с аномальной дисперсией. Более того, представленные ниже расчёты показывают, что генерация мощных однопериодных и субпериодных импульсов в таких условиях возможна в режиме формирования световых пучей, в котором однопериодные и суб-

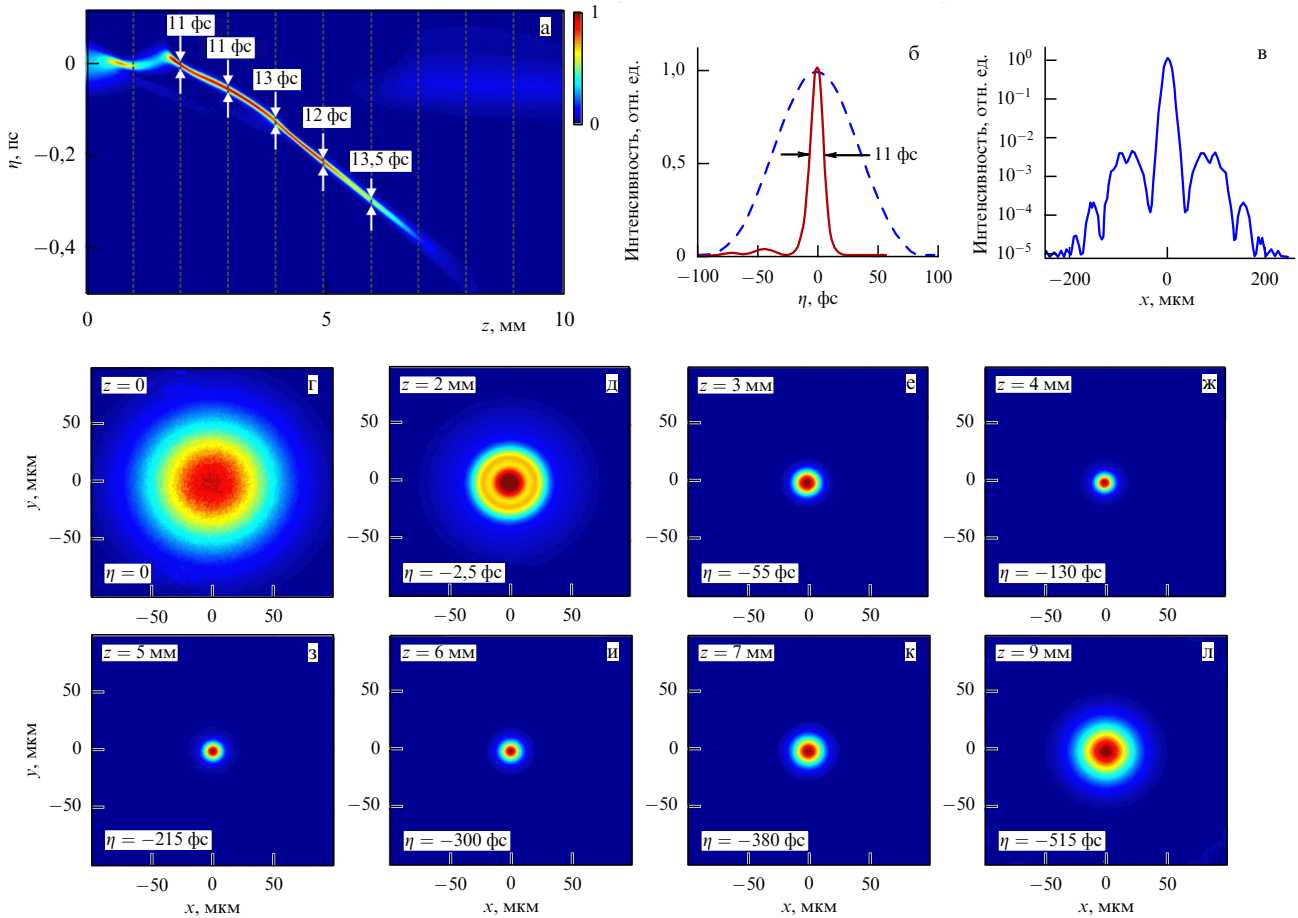


Рис. 4. Формирование световых пуль при распространении лазерного импульса с центральной длиной волны 3,9 мкм, начальной длительностью 80 фс, энергией 40 мкДж, начальным диаметром пучка 140 мкм, распространяющегося в пластине YAG. (а) Динамика временного профиля импульса на оси пучка. (б) Временная огибающая импульса в точке $z = 3$ мм. (в) Одномерный срез поперечного профиля пучка при $\eta = 0$, $y = 0$, $z = 3$ мм. Поперечный профиль пучка при (г) $z = 0$, $\eta = 0$, (д) $z = 2$ мм, $\eta = -2,5$ фс, (е) $z = 3$ мм, $\eta = -55$ фс, (ж) $z = 4$ мм, $\eta = -130$ фс, (з) $z = 5$ мм, $\eta = -215$ фс, (и) $z = 6$ мм, $\eta = -300$ фс, (к) $z = 7$ мм, $\eta = -380$ фс, (л) $z = 9$ мм, $\eta = -515$ фс.

периодные световые импульсы локализованы одновременно в пространстве и времени благодаря балансу дисперсии и нелинейности с одновременным подавлением дифракционной расходимости пучка посредством совместного действия керровской и ионизационной нелинейностей.

При многочисленных упрощающих предположениях относительно характера дисперсии и нелинейности среды, а также относительно симметрии и размерности светового пучка условия существования световых пуль удастся сформулировать в замкнутом полуаналитическом виде [43, 44]. Однако в задачах, требующих учёта реального профиля дисперсии, оптических нелинейностей высоких порядков, сверхбыстрого ионизационного отклика, а также потери пучком аксиальной симметрии, поиск режимов, допускающих формирование световых пуль, представляет собой сложную вычислительную задачу. Решение этой задачи требует проведения большого количества расчётов экзафлопного уровня вычислительной сложности. Как показывают результаты, представленные на рис. 4, данную задачу удастся решить при использовании лабораторной компьютерной станции с кластером графических ускорителей.

На рисунке 4 представлены результаты численных расчётов, выполненных для светового импульса с на-

чальной длительностью 80 фс, центральной длиной волны 3,9 мкм, энергией 40 мкДж и начальным диаметром пучка 140 мкм, распространяющегося в условиях аномальной дисперсии в кристалле алюмоиттриевого граната (YAG). Самофокусировка пучка на начальном этапе его пространственно-временной эволюции приводит к значительному уменьшению диаметра пучка. На расстоянии в несколько миллиметров, как видно на рис. 4г–е, диаметр пучка уменьшается до нескольких микрометров. Однако на последующих этапах распространения (3–7 мм) (рис. 4е–к) диаметр пучка остаётся практически неизменным, несмотря на то что его значительное уменьшение на начальном этапе в режиме линейного распространения должно было бы привести к существенному увеличению дифракционной расходимости по сравнению с таковой начального пучка.

Одновременно с самофокусировкой пучка на начальном этапе распространения (вплоть до $z \approx 2$ мм) (рис. 4а) импульс испытывает временное самосжатие благодаря совместному действию аномальной дисперсии и оптической нелинейности. На расстоянии $z \approx 2$ мм длительность импульса составляет примерно 11 фс (рис. 4а, б). При дальнейшем распространении (3–7 мм) (рис. 4а) длительность импульса не испытывает значительных изменений. На всей длине распространения, от 2 до 7 мм

(рис. 4а), длительность импульса не превышает периода поля на длине волны 3,9 мкм (13 фс). Важно отметить, что такой режим распространения был бы невозможен в линейном случае, в котором дисперсия материала привела бы к расплыванию импульса на характерной длине 50 мкм.

Как показывает численный анализ, локализованное в пространстве и времени распространение светового поля в рассматриваемых условиях становится возможным благодаря постоянному притоку энергии из фотонного резервуара на периферии пучка (пьедестал на рис. 4в) к его центру. При этом временная динамика пучка может быть охарактеризована приблизительно как солитонная (а именно, солитонное самосжатие [35]) лишь в пределах $z \approx 1$ мм. Далее распространение поля в виде световой пули обеспечивается сильно связанными эффектами пространственного и временного самовоздействия. В этом режиме распространения световые пули не могут быть охарактеризованы в терминах пространственных или временных солитонных явлений.

Представленная на рис. 4 световая пуля имеет длительность 11–13 фс на всей длине своего существования (рис. 4а) и содержит до 15 % энергии входного импульса (при $z \approx 3$ мм). Временная огибающая формируемого при этом импульса имеет центральный пик, в котором содержится до 50 % общей энергии импульса, на фоне протяжённого пьедестала (рис. 4б). Этот пьедестал играет роль фотонного резервуара, обеспечивающего локализацию поля во времени.

Выбор начальных параметров импульса имеет ключевое значение для формирования субпериодных световых пульс. Как видно из результатов, представленных на рис. 4а, формирование субпериодного импульса происходит на начальном этапе распространения ($z < 1$ мм), на котором доминирующую роль играют солитонные эффекты. Масштабирование этой динамики может быть выполнено на основе физически наглядных законов солитонной самокомпрессии. Данное обстоятельство значительно облегчает задачу определения диапазона параметров, в котором могут быть сформированы мощные световые пули длительностью менее одного периода поля. Дальнейшая пространственно-временная динамика поля, которая и приводит, собственно, к образованию световых пульс, не поддаётся такому физически наглядному анализу с позиций солитонной динамики. Определение диапазона параметров, в котором возможно формирование таких пульс, требует детальных численных расчётов с учётом характеристик конкретного лазерного источника сверхкоротких световых импульсов. Представленный в настоящей статье подход к численному анализу открывает широкие возможности для решения таких задач.

8. Заключение

Представленные в настоящей статье методы физического моделирования и численного анализа позволяют решать широкий класс физических задач высокого уровня вычислительной сложности, связанных с пространственно-временной динамикой сверхкоротких световых импульсов с пиковой мощностью, существенно превышающей порог самофокусировки.

Результаты экзафлопных вычислений, выполненных на лабораторной компьютерной станции с кластером

графических ускорителей, указывают на существование новых уникальных явлений пространственно-временной динамики сверхмощных ультракоротких световых импульсов. Показана возможность формирования мощных световых импульсов с рекордно малой длительностью в виде световых пульс, в которых световое поле оказывается локализованным одновременно в пространстве и времени благодаря балансу дисперсии и нелинейности в условиях подавления дифракционной расходимости пучка в результате совместного действия керровской и ионизационной нелинейностей. Представленные в настоящей статье методы физического и численного моделирования обеспечивают возможность осуществления комплекса расчётов для целенаправленной оптимизации параметров лазерного излучения и среды для реализации уникальных физических режимов нелинейной динамики мощных сверхкоротких импульсов.

Работа выполнена при поддержке грантами 14-29-07182, 16-02-00843, 15-32-20897, 14-22-02105 Российского фонда фундаментальных исследований, а также грантом А-1801 Фонда Уелча. Исследования в области нелинейной оптики сверхкоротких импульсов в среднем ИК-диапазоне выполнены при поддержке грантом 14-12-00772 Российского научного фонда.

Список литературы

1. Fattahi H et al. *Optica* **1** 45 (2014)
2. Коржиманов А В и др. *УФН* **181** 9 (2011); Korzhimanov A V et al. *Phys. Usp.* **54** 9 (2011)
3. Couairon A, Mysyrowicz A *Phys. Rep.* **441** 47 (2007)
4. Bergé L et al. *Rep. Prog. Phys.* **70** 1633 (2007)
5. Serebryannikov E E, Goulielmakis E, Zheltikov A M *New J. Phys.* **10** 093001 (2008)
6. Chin S L *Femtosecond Laser Filamentation* (Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics, Vol. 55) (New York: Springer, 2010)
7. Чекалин С В, Кандидов В П *УФН* **183** 133 (2013); Chekalin S V, Kandidov V P *Phys. Usp.* **56** 123 (2013)
8. Zheltikov A *Appl. Phys. B* **77** 143 (2003)
9. Kasparian J et al. *Science* **301** 61 (2003)
10. Желтиков А М *УФН* **176** 623 (2006); Zheltikov A M *Phys. Usp.* **49** 605 (2006)
11. Silva F et al. *Nature Commun.* **3** 807 (2012)
12. Lanin A A et al. *Opt. Lett.* **39** 6430 (2014)
13. Liang H et al. *Opt. Lett.* **40** 1069 (2015)
14. Hauri C P et al. *Appl. Phys. B* **79** 673 (2004)
15. Couairon A et al. *Opt. Lett.* **30** 2657 (2005)
16. Skupin S et al. *Phys. Rev. E* **74** 056604 (2006)
17. Kartashov D et al. *Phys. Rev. A* **86** 033831 (2012)
18. Malevich P N et al. *Opt. Express* **20** 18784 (2012)
19. Malevich P N et al. *Opt. Lett.* **40** 2469 (2015)
20. Беспалов В И, Таланов В И *Письма в ЖЭТФ* **3** 471 (1966); Bepalov V I, Talanov V I *JETP Lett.* **3** 307 (1966)
21. Voronin A A et al. *Opt. Commun.* **291** 299 (2013)
22. Voronin A A, Zheltikov A M *Phys. Rev. A* **94** 023824 (2016)
23. Voronin A A, Zheltikov A M *Phys. Rev. A* **90** 043807 (2014)
24. Zhokhov P A, Zheltikov A M *Phys. Rev. Lett.* **110** 183903 (2013)
25. Келдыш Л В *ЖЭТФ* **47** 1945 (1964); Keldysh L V *Sov. Phys. JETP* **20** 1307 (1965)
26. Попов В С *УФН* **174** 921 (2004); Popov V S *Phys. Usp.* **47** 855 (2004)
27. Foster I T *Designing and Building Parallel Programs. Concepts and Tools for Parallel Software Engineering* (Reading, Mass.: Addison-Wesley, 1995)
28. Manavski S A, Valle G *BMC Bioinform.* **9** S10 (2008)
29. Popmintchev T et al. *Science* **336** 1287 (2012)
30. Mitrofanov A V et al. *Sci. Rep.* **5** 8368 (2015)
31. Митрофанов А В и др. *УФН* **185** 97 (2015); Mitrofanov A V et al. *Phys. Usp.* **58** 89 (2015)

32. Mitrofanov A V et al. *Opt. Lett.* **40** 2068 (2015)
33. Durand M et al. *Phys. Rev. Lett.* **110** 115003 (2013)
34. Majus D et al. *Phys. Rev. Lett.* **112** 193901 (2014)
35. Agrawal G P *Applications of Nonlinear Fiber Optics* (San Diego: Academic Press, 2001)
36. Желтиков А М *УФН* **177** 737 (2007); Zheltikov A M *Phys. Usp.* **50** 705 (2007)
37. Goulielmakis E et al. *Science* **317** 769 (2007)
38. Wirth A et al. *Science* **334** 195 (2011)
39. Huang S-W et al. *Nature Photon.* **5** 475 (2011)
40. Balciunas T et al. *Nature Commun.* **6** 6117 (2015)
41. Corkum P B, Krausz F *Nature Phys.* **3** 381 (2007)
42. Zheltikov A M *Phys. Rev. A* **88** 063847 (2013)
43. Silberberg Y *Opt. Lett.* **15** 1282 (1990)
44. Moll K D, Gaeta A L, Fibich G *Phys. Rev. Lett.* **90** 203902 (2003)

Nonlinear dynamics of high-power ultrashort laser pulses: exaflop computations on a laboratory station and subcycle light bullets

A.A. Voronin^(1,2,3), A.M. Zheltikov^(1,2,3,4,5)

⁽¹⁾ Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Leninskie gory 1, str. 2, 119991 Moscow, Russian Federation

⁽²⁾ Lomonosov Moscow State University, International Laser Center, Leninskie gory 1, str. 62, 119991 Moscow, Russian Federation

⁽³⁾ International Center for Quantum Optics and Quantum Technologies (the Russian Quantum Center),

ul. Novaya 100a, 143025 Skolkovo, Moscow, Russian Federation

⁽⁴⁾ Texas A&M University, Department of Physics and Astronomy, College Station, Texas 77843, USA

⁽⁵⁾ National Research Centre 'Kurchatov Institute', pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russian Federation

E-mail: ^(1,2,3,4,5)zheltikov@physics.msu.ru

Propagation of high-power ultrashort light pulses involves an intricate nonlinear spatiotemporal dynamics where various spectral-temporal transformation effects are strongly coupled to the beam dynamics, which, in its turn, varies from the leading to the trailing edge of the pulse. Analysis of this nonlinear dynamics, accompanied by spatial instabilities, beam breakup into multiple filaments, and unique phenomena leading to the generation of extremely short optical field waveforms, is equivalent in its computational complexity to a simulation of time evolution of a billion-dimensional physical system. Such analysis requires exaflops of computational operations and is usually performed on high-performance supercomputers. Here, we present methods of physical modeling and numerical analysis that allow problems of this class to be solved on a laboratory computer boosted by a cluster of graphic accelerators. Exaflop computations performed with the use of these methods reveal new unique phenomena of spatiotemporal dynamics of high-power ultrashort laser pulses. We demonstrate that unprecedentedly short light bullets can be generated as a part of this dynamics, providing optical field localization both in space and time through a delicate balance of dispersion and nonlinearity with simultaneous suppression of diffraction-induced beam divergence due to the joint effect of Kerr and ionization nonlinearities.

Keywords: ultrashort laser pulses, ultrafast nonlinear optics, laser-induced filamentation

PACS number: 42.65.Re

Bibliography — 44 references

Received 24 January 2016

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **186** (9) 957–966 (2016)

Physics–Uspekhi **59** (9) (2016)

DOI: 10.3367/UFNr.2016.02.037700

DOI: 10.3367/UFNe.2016.02.037700