

## Влияние длины волны на распространение мощных фемтосекундных лазерных импульсов в алмазе

Т.В. Кононенко<sup>1</sup>, Е.В. Заведеев<sup>1</sup>, К.Х. Ашиккалиева<sup>1</sup>, В.И. Конов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт общей физики им. А.М.Прохорова Российской академии наук, 119991, Россия, г. Москва, ул. Вавилова, д. 38

### Аннотация

Проведено численное моделирование распространения мощных фемтосекундных лазерных пучков в кристалле алмаза в режиме самофокусировки. Длина волны моделируемых пучков варьировалась в широком диапазоне (400 нм, 532 нм, 800 нм и 1064 нм), который охватывает наиболее распространённые ультракороткие лазерные системы. Для всех длин волн обнаружено ограничение роста плотности лазерной энергии внутри алмазного кристалла при увеличении энергии импульса. Данный эффект имеет определенное сходство с эффектом оптического лимитирования в лазерных филаментах, однако проявляется вне зоны формирования филамента и способен приводить к выравниванию плотности лазерной энергии, а также электронной плотности внутри обширной префокальной области.

**Ключевые слова:** алмаз, лазер, фемтосекундные импульсы, нелинейное поглощение, плазма.

**Цитирование:** Кононенко, Т.В. Влияние длины волны на распространение мощных фемтосекундных лазерных импульсов в алмазе / Т.В. Кононенко, Е.В. Заведеев, К.Х. Ашиккалиева, В.И. Конов // Компьютерная оптика. – 2024. – Т. 48, № 3. – С. 349-355. – DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1452.

**Citation:** Kononenko TV, Zavedeev EV, Ashikkalievа KK, Konov VI. Effect of wavelength on propagation of high-power femtosecond laser pulses in diamond. Computer Optics 2024; 48(3): 349-355. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1452.

### Введение

В настоящее время фемтосекундные лазерные импульсы широко используются для контролируемой модификации внутренней структуры различных прозрачных материалов. Нелинейное поглощение интенсивного лазерного излучения вызывает локальную ионизацию вещества, а последующая релаксация возникшей плазмы и передача поглощенной энергии излучения атомной решетке способны приводить как к появлению отдельных точечных дефектов, так и к полной трансформации структуры материала. Необходимо учитывать, что возникшая плазма оказывает значительное влияние и на распространение лазерного пучка сквозь оптическую среду, вызывая его рассеяние и противодействуя нелинейной Керровской самофокусировке. Конкуренция этих эффектов на фоне нелинейного поглощения распространяющегося лазерного импульса может приводить к специфическому преобразованию профиля пучка, обычно называемому филаментацией [1–2]. Наиболее известная особенность этого явления – концентрация значительной части энергии импульса внутри цилиндрической области (филамента) сравнительно небольшого диаметра, длина которой может во много раз превышать рэлеевскую длину исходного сфокусированного пучка. Вокруг центрального филамента обычно формируются дополнительные пространственные компоненты трансформированного пучка, имеющие вид расходящихся конусов [1, 3–4]. При лазерной обработке прозрачных материалов явление филаментации

часто рассматривается как негативный фактор, который значительно усложняет, в частности, расчет и контроль энергетического профиля лазерного пучка. Во многих случаях наблюдается эффект «оптического лимитирования», который состоит в ограничении максимальной интенсивности излучения в сфокусированном лазерном пучке. Широко известным примером проявления данного эффекта является распространение фс-импульсов в объеме кремния: сочетание сильного нелинейного поглощения материала с плазменной дефокусировкой пучка делает невозможным достижение порога модификации материала независимо от используемой энергии импульса [4–6]. Однако трансформация профиля лазерного пучка в режиме филаментации может создавать и позитивный практический эффект, например, повышая качество лазерной резки стекла [7].

За последнее время был достигнут значительный прогресс в разработке лазерной технологии обработки (микроструктурирования) объема алмаза с использованием ультракоротких импульсов ИК- и видимого диапазона, включая формирование трехмерных графитизированных микроструктур [8–10] и контролируемую генерацию азотно-вакансионных центров [11–13]. На этом фоне наблюдается значительное повышение интереса к фундаментальным исследованиям взаимодействия ультракоротких лазерных импульсов с алмазом, включая влияние оптического эффекта Керра и лазерно-индуцированной плазмы на эффективный показатель преломления алмаза [14], нелинейное поглощение излучения в алмазе [14–15],

генерацию и релаксацию плазмы в алмазе [16–17]. Фотолюминесценция алмаза под действием интенсивных ультракоротких импульсов подробно исследовалась в работах [18–21]. Широкий круг теоретических работ, посвященных различным аспектам взаимодействия алмаза с фемтосекундными лазерными импульсами, представлен в обзоре [22].

В данной работе впервые проведено теоретическое исследование влияния длины волны на распространение в алмазе фемтосекундных лазерных импульсов в условиях интенсивного нелинейного поглощения и ионизации материала. Протестированный диапазон длин волн (400–1064 нм) соответствует первым и вторым гармоникам излучения для наиболее распространенных твердотельных лазерных систем. С помощью численного моделирования было изучено изменение пространственного распределения плотности лазерной энергии и уровня ионизации материала в зависимости от параметров лазерного излучения. При этом основное внимание уделялось тому, что происходит в предфокальной области, т.е. вне зоны формирования филамента.

### 1. Численное моделирование

Нелинейное распространение света через алмаз с генерацией электронно-дырочных пар моделировалось путем решения системы из двух уравнений методом конечных разностей (см. например [23–24]):

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{i}{2k_0} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial r^2} \right) E + \frac{ik_0}{n_0} n_2 |E|^2 E - \frac{W_{PI}(|E|)U_I}{2|E|^2} E - \frac{\sigma}{2} (1 + i\omega_0 \tau_c) \rho_e E, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} = W_{PI}(|E|). \quad (2)$$

Первое уравнение представляет собой волновое уравнение для комплексной амплитуды электромагнитного поля в параксиальном приближении. Первая и вторая составляющие в правой части уравнения отвечают за дифракцию и нелинейную фокусировку излучения (из-за оптического эффекта Керра) соответственно. Третий компонент описывает нелинейное поглощение света оптической средой, а четвертый – преломление и поглощение излучения возникшей плазмой. Уравнение содержит следующие параметры:  $k_0$  – волновое число и  $\omega_0$  – угловая частота излучения,  $n_0$  и  $n_2$  – соответственно линейный и нелинейный показатели преломления алмаза,  $\rho_e$  – плотность плазмы;  $\sigma$  – поперечное сечение обратного тормозного поглощения;  $\tau_c$  – характерное время рассеяния импульса свободного носителя. В соответствии с моделью Друде  $\sigma = e^2 k_0 \omega_0 \tau_c / [n_0^2 \omega_0^2 \epsilon_0 m (1 + \omega_0^2 \tau_c^2)]$ , где  $m = m_e^* m_h^* / (m_e^* + m_h^*) = 0,37 m_e$  – приведенная оптическая масса пары электрон-дырка,  $m_e^*$  – эффективная масса электрона, а  $m_h^*$  – эффективная масса дырки.

Для расчета эффективной массы использовались данные [25–26].

Уравнение (2) описывает лазерно-индуцированную ионизацию алмаза, вызванную межзонными переходами, что характерно для синтетических алмазов с низким содержанием примесей. Скорость фотоионизации алмаза  $W_{PI}(|E|)$  определялась из формулы Келдыша [27], в которой потенциал ионизации алмаза был принят равным  $U_I = 5,47$  эВ. Расчетные зависимости скорости фотоионизации от интенсивности лазерного излучения для различных длин волн представлены на рис. 1.

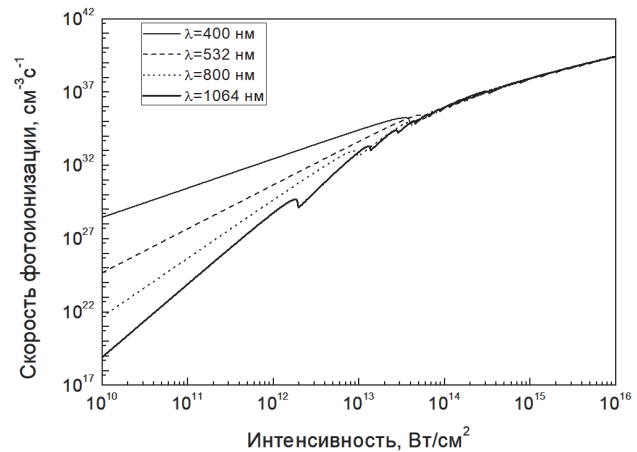


Рис. 1. Зависимость скорости фотоионизации от интенсивности излучения для различных длин волн

Уравнения типа (1) для ультракоротких импульсов обычно содержат член, относящийся к эффекту дисперсии групповых скоростей (ДГС). В нашем случае было обнаружено, что расчетная характеристическая длина ДГС ( $L_{ДГС} = \tau_p^2 / 2k''$ , где  $k'' = \partial^2 k / \partial \omega^2$  [28]) для начальной длительности импульса  $\tau_p$  намного превышает толщину моделируемого алмазного образца (1 мм), что позволяет опустить член ДГС в уравнении (1).

Правая часть уравнения (2) содержит только один компонент, который описывает фотовозбуждение алмаза. Возможность пренебречь релаксацией свободных носителей заряда и их рекомбинацией обусловлена тем, что моделирование ограничивалось только процессом распространения лазерного пучка в алмазном кристалле, а использованная в расчетах длительность лазерного импульса (330 фс) была намного меньше времени жизни плазмы в алмазе, оцененной на уровне 20 пс в работе [29]. В модель также не включена ударная ионизация исходя из соображений, представленных в работе [30], а также учитывая экспериментальные данные [31], которые указывают на определяющую роль многофотонного поглощения при лазерно-индуцированной ионизации алмаза фемтосекундными импульсами.

Предполагалось, что на границу раздела воздух–алмаз падает пучок с Гауссовым распределением амплитуды  $A(r, t) = E_0 \exp(-r^2/w^2 - t^2/t_p^2)$ . Здесь  $w = w_0 (1 + z^{*2}/z_R^2)^{1/2}$  – радиус лазерного пучка по уров-

ню амплитуды  $1/e$ ,  $z^*$  – расстояние от входной поверхности до геометрического фокуса,  $z_R = \pi w_0^2 n_0 / \lambda$  – рэлеевская длина,  $w_0$  – Гауссов радиус перетяжки,  $t_p$  – половина длительности импульса по уровню амплитуды  $1/e$ .

Для учета пропускания входной границы раздела использовалась известная формула Френеля  $T = 4n' / ((n'+1)^2 + n''^2)$ , где  $n'$  и  $n''$  – действительная и мнимая части показателя преломления  $n = \varepsilon^{1/2}$ , а  $\varepsilon$  вычислялся по формуле  $\varepsilon = n_0^2 (1 + \rho_e (i - \omega_0 \tau_c) \sigma / k_0)$ . Таким образом, модуль амплитуды прошедшего в алмаз излучения зависел от приповерхностной концентрации плазмы, поэтому он определялся численным решением уравнения (2) с условием  $|E(r, z=0, t)| = T^{1/2} A(r, t)$ . Начальным условием для комплексной амплитуды в уравнении (1) являлось  $E(r, z=0, t) = |E(r, 0, t)| \exp(-i k_0 r^2 / (2R))$ , где  $R = z^* + z_R^2 / z^*$  – радиус волнового фронта Гауссова пучка.

Следует отметить, что (1) применимо при условии  $|n_0 - n'| \ll n_0$ . Поэтому при больших плотностях плазмы ( $\sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ) система (1)–(2) может быть использована только для качественных, но не количественных оценок.

Поскольку алмаз является широкозонным материалом, концентрацией свободных носителей при отсутствии фотовозбуждения можно пренебречь, что дает следующее начальное условие для уравнения (2):  $\rho_e(r, z, t=0) = 0$ .

Для решения системы уравнений (1)–(2) использовалась неявная схема. Шаги дискретизации менялись в зависимости от параметров лазерного излучения. В частности, пространственные шаги дискретизации увеличивались вместе с длиной волны лазерного излучения. Как пространственные, так и временные шаги дискретизации уменьшались при больших энергиях импульса, т.к. нелинейное взаимодействие излучения с веществом при высоких интенсивностях приводит к более быстрым и пространственно локализованным процессам.

Значения нелинейного показателя преломления алмаза на различных длинах волн были взяты из литературы [15, 32]:  $8 \times 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$  для  $\lambda = 400 \text{ нм}$ ,  $6,5 \times 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$  для  $\lambda = 532 \text{ нм}$ ,  $5 \times 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$  для  $\lambda = 800 \text{ нм}$  и  $4 \times 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$  для  $\lambda = 1064 \text{ нм}$ . Известно, что для металлов характерное время рассеяния импульса свободного носителя составляет несколько фемтосекунд. В отсутствие литературных данных для алмаза мы использовали при моделировании значение  $\tau_c = 3 \text{ фс}$ , близкое к величине, полученной в [33] для кремния (3,5 фс).

Предполагалось, что исходные Гауссовы пучки с различной длиной волны (400 нм, 532 нм, 800 нм и 1064 нм) имеют одинаковый диаметр и фокусируются внутри алмазного кристалла идеальной линзой с фиксированным фокальным расстоянием. Как следствие, диаметр перетяжки и максимальная плотность энер-

гии в немодифицированном сфокусированном пучке варьировались в зависимости от длины волны. Представленные результаты моделирования соответствуют числовой апертуре линзы  $NA = 0,1$  и сдвигу фокальной плоскости линзы внутрь алмазного кристалла на расстояние 0,9 мм от входной поверхности. Сравнительно небольшая числовая апертура позволяла пренебречь сферической абберацией пучка на входной поверхности кристалла, а выбор положения фокальной плоскости вдали от входной поверхности делал более наглядным характер трансформации пучка в процессе его распространения.

## 2. Результаты и обсуждение

Известно, что распространение мощных лазерных пучков в режиме филаментации сопровождается эффектом оптического лимитирования, который заключается в стабилизации лазерной интенсивности внутри всей области филамента, в том числе при повышении начальной энергии импульса [34]. Представленные ниже результаты моделирования распространения фемтосекундных импульсов в алмазе демонстрируют похожий эффект, который, однако, проявляется в обширной предфокальной области, т.е. вне зоны формирования филамента.

Нижние графики на рис. 2 демонстрируют изменение продольного профиля плотности энергии внутри кристалла при увеличении энергии импульса для нескольких длин волн (400 нм, 532 нм и 1064 нм). Данные для длины волны 800 нм не представлены, поскольку они очень близки к результатам моделирования для длин волн 532 нм и 1064 нм. Минимальные энергии импульсов на каждом графике соответствуют уровням лазерной мощности, которые примерно в два раза превышают критическую мощность для самофокусировки ( $P_{\text{крит}}$ ). Энергия растет ступенчато, с четырехкратным увеличением на каждом шаге, что вызывает соответствующий рост плотности лазерной энергии на входной поверхности (всего – более, чем на два порядка). Однако максимальная плотность энергии в пучке растет при этом незначительно. Характер трансформации продольного профиля плотности энергии для длины волны 400 нм (рис. 2а) несколько отличается от того, что наблюдается для длин волн 532 нм и 1064 нм (рис. 2б и 2в). В первом случае положение максимума плотности энергии (вблизи фокальной плоскости) остается практически неизменным, а постепенное повышение плотности энергии в предфокальной области ограничено уровнем  $\approx 0,1 \text{ Дж}/\text{см}^2$ . Повышение плотности энергии на входе выше этого уровня приводит к появлению широкого «провала» между входной поверхностью и фокусом.

В случае больших длин волн трансформацию продольного энергетического профиля можно описать как расширение «плато», задний край которого располагается вблизи фокуса, а передний постепенно смещается к входной поверхности. Для представленных максималь-

ных энергий «плато» занимает всю толщину кристалла, причем для  $\lambda = 1064$  нм данный результат достигается при большей энергии импульса, чем для  $\lambda = 532$  нм. По мере роста энергии импульса на «плато» формируются дополнительные локальные максимумы, которые постепенно сдвигаются к входной поверхности. Таким образом, при использовании импульсов с достаточно большой энергией плотность лазерной энергии внутри всего кристалла варьируется в довольно узком диапазоне, отмеченном на графиках серой полосой:  $0,1 - 0,3$  Дж/см<sup>2</sup> для  $\lambda = 400$  нм,  $0,5 - 1,4$  Дж/см<sup>2</sup> для  $\lambda = 532$  нм и  $0,6 - 2$  Дж/см<sup>2</sup> для  $\lambda = 1064$  нм. Такое поведение имеет очевидное сходство с упоминавшимся ранее эффектом оптического лимитирования, но не связано с формированием филамента.

Верхние графики на рис. 2 демонстрируют распределение плотности электронов в алмазе на оси пучка сразу после прохождения лазерного импульса через кристалл. Увеличение энергии импульса вызывает трансформацию этих кривых в соответствии с теми же тенденциями, которые описаны выше для плотности лазерной энергии. При стабилизации плотности энергии по всей толщине кристалла плотность электронов для всех длин волн достигает  $10^{19} - 10^{20}$  см<sup>-3</sup>.

Базовое отличие между моделируемыми лазерными пучками с различной длиной волны заключается в постепенном изменении их нелинейного поглощения в алмазе, о чем можно судить в первом приближении по изменению порядка многофотонного поглощения: 2-фотонное поглощение для  $\lambda = 400$  нм ( $\nu = 3,1$  эВ) трансформируется в 3-фотонное для  $\lambda = 532$  нм ( $\nu = 2,33$  эВ) и далее в 4-фотонное для  $\lambda = 800$  нм ( $\nu = 1,55$  эВ) и 5-фотонное для  $\lambda = 1064$  нм ( $\nu = 1,17$  эВ). При этом согласно рис. 1 в логарифмическом масштабе скорость ионизации падает сильнее при переходе от  $\lambda = 400$  нм к  $\lambda = 532$  нм, чем при переходе от  $\lambda = 532$  нм к  $\lambda = 1064$  нм. Однако расчетные профили плотности лазерной энергии и концентрации электронов для второй пары длин волн ( $\lambda = 532$  нм и  $\lambda = 1064$  нм) очень близки, а вот при переходе к  $\lambda = 400$  нм оба профиля заметно изменяются. Основные изменения касаются уровней стабилизации плотности энергии в предфокальной области, которые отличаются почти на порядок величины, и неизменное положение максимума плотности энергии вблизи фокуса для  $\lambda = 400$  нм.

Для того чтобы прояснить степень влияния нелинейного поглощения среды на трансформацию лазерного пучка, была проведена серия расчетов на основе «редуцированной» модели распространения излучения, не учитывающей влияние плазмы и Керровской фокусировки, что достигалось исключением из правой части уравнения (1) соответствующих компонент. На рис. 3 результаты данных расчетов для двух длин волн (400 нм и 532 нм), показанные пунктирной линией, сопоставлены с продольным профилем плотности энергии в немодифицированном гауссовском пучке (точки) и с соответствующими результатами расчетов в рамках полной модели (сплошная линия, совпадающая с одной из кривых на рис. 2). Энергии импульсов выбраны близкими к максимальным значениям, представленным на рис. 2, чтобы наблюдать образование обширного «плато».

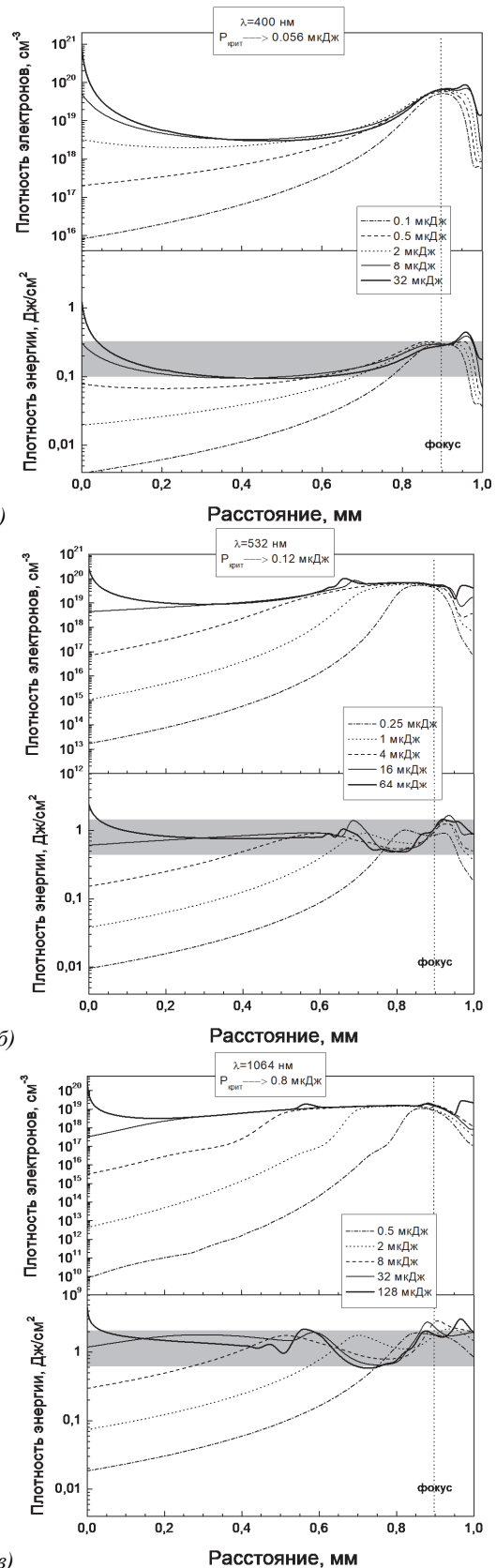


Рис.2. Плотность энергии (снизу) и плотность электронов (сверху) на оси пучка внутри алмаза в зависимости от расстояния до входной поверхности для нескольких энергий импульса и длин волн. Внутри серой полосы плотность энергии изменяется менее, чем в три раза

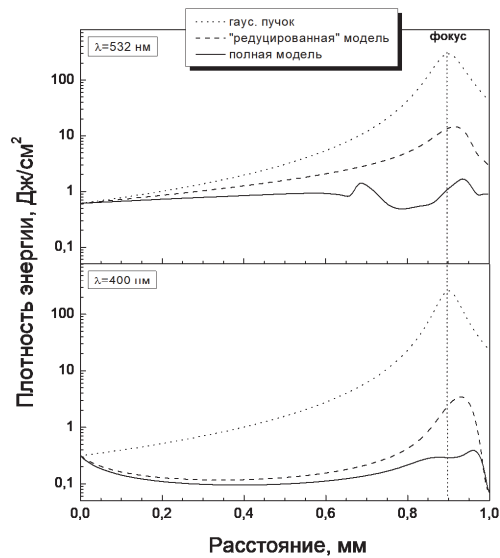


Рис. 3. Плотность лазерной энергии как функция расстояния до входной поверхности для  $\lambda = 400$  нм ( $Q = 8$  мкДж) и  $\lambda = 532$  нм ( $Q = 16$  мкДж): сравнение продольного профиля немодифицированного Гауссова пучка (точки) с профилями, рассчитанными в рамках полной (сплошная линия) и «редуцированной» (пунктир) модели

Для  $\lambda = 400$  нм в обширной предфокальной области полная модель дает почти тот же результат, что и «редуцированная» модель, что означает определяющую роль нелинейного поглощения среды в данной области. Лишь в непосредственной близости от фокальной плоскости результаты двух моделей заметно отличаются, что указывает на растущее влияние нелинейной рефракции и/или поглощения лазерноиндуцированной плазмы, которое и обеспечивает в конечном итоге лимитирование плотности энергии в фокусе. В то же время характерный «провал» на поперечном профиле плотности энергии, отмеченный ранее на рис. 2а, обусловлен именно интенсивным 2-фотонным поглощением алмаза. Для длины волны 532 нм «редуцированная» модель дает некий промежуточный результат между исходным гауссовским профилем и полной моделью по всей толщине алмазного кристалла. Это указывает на смещение баланса между различными нелинейными эффектами, что приводит, в конечном счете, к стабилизации плотности энергии в предфокальной области на более высоком уровне.

К схожим выводам можно прийти и при анализе трехмерных профилей плотности энергии, полученных в ходе моделирования. На рис. 4 приведены примеры таких профилей с цветовой кодировкой для тех же длин волн и энергий импульса, что и на рис. 3. С учетом осевой симметрии лазерного пучка по вертикальной оси отложено расстояние до оси пучка, по горизонтальной – расстояние до входной поверхности. Сфокусированный пучок с длиной волны 400 нм (рис. 4а) сохраняет колоколообразный поперечный профиль вплоть до достижения фокальной плоскости, вблизи которой наблюдается и формирование макси-

ума плотности энергии, что объясняется очень слабым эффектом нелинейной рефракции. На резкое усиление рефракции вблизи фокуса указывает появление за ним характерной компоненты пучка, расходящейся в виде конуса. В случае пучка с длиной волны 532 нм (рис. 4б) подобный конус формируется гораздо раньше, примерно посередине образца, одновременно с появлением первого максимума плотности энергии на оси пучка. Аналогичная картина наблюдается и для других длин волн (800 нм и 1064 нм), не представленных на рисунке.

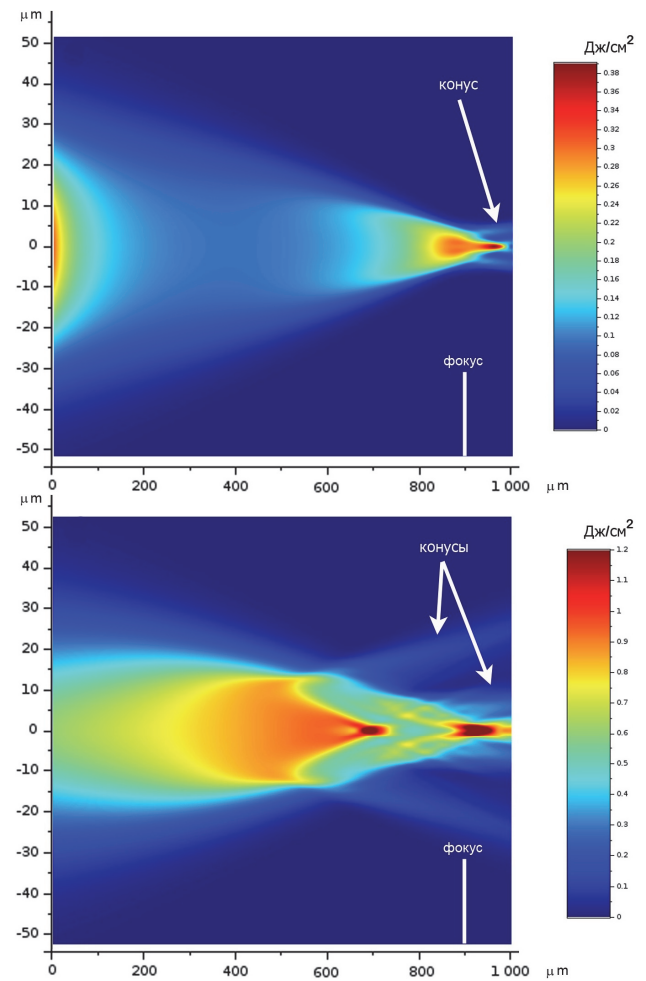


Рис. 4. Сравнение трехмерных профилей плотности лазерной энергии для двух длин волн: а) 400 нм (8 мкДж), б) 532 нм (16 мкДж)

Таким образом, мы опять приходим к выводу, что нелинейная рефракция не оказывает заметного воздействия на коротковолновый пучок ( $\lambda = 400$  нм) в предфокальной области, в отличие от излучения с большей длиной волны ( $\lambda = 532 - 1064$  нм). Это выглядит тем более неожиданно, что начальная мощность пучка на рис. 4 превышает критическую мощность для самофокусировки более, чем на два порядка. Вероятное объяснение заключается в том, что интенсивное 2-фотонное поглощение быстро снижает общую мощность распространяющегося в алмазе пучка, а также уменьшает поперечный градиент ин-

тенсивности в пучке, что ослабляет эффект рефракции, как Керровской, так и плазменной. Трехмерные профили на рис. 4 также наглядно демонстрируют отсутствие сформированного узкого филамента в префокальной области.

### Заключение

С помощью численного моделирования изучено распространение в алмазном кристалле сфокусированных фемтосекундных лазерных пучков с длиной волны 400–1064 нм в режиме самофокусировки. Наиболее важным результатом исследования является обнаружение эффекта, имеющего явное сходство с эффектом оптического лимитирования в лазерных филаментах, который, однако, проявляется внутри обширной префокальной области, т.е. в отсутствие сформированного узкого филамента. Для всех протестированных длин волн рост локальной плотности энергии в этой области при увеличении энергии лазерных импульсов ограничен определенным уровнем. Это приводит к эффективному выравниванию плотности энергии, а также плотности лазерно-индуцированной плазмы внутри всего алмазного кристалла при использовании достаточно больших энергий импульса. Уровень, на котором происходит стабилизация плотности энергии, определяется балансом между различными нелинейными эффектами, включая нелинейное поглощение/рефракцию оптической среды и плазмы. Значительное снижение этого уровня для  $\lambda=400$  нм по сравнению с  $\lambda=532$  нм и большими длинами волн предположительно обусловлено смещением баланса в сторону сильного 2-фотонного поглощения и уменьшением влияния нелинейной рефракции и плазмы на распространение сфокусированного лазерного пучка.

### Благодарности

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект № 22-22-00055).

### References

- [1] Chin SL, Hosseini SA, Liu W, Luo Q, Théberge F, Aközbek N. The propagation of powerful femtosecond laser pulses in optical media: physics, applications, and new challenges. *Can J Phys* 2011; 83(9): 863-905.
- [2] Othner J, Levis R. Optical spectroscopy using gas-phase femtosecond laser filamentation. *Annu Rev Phys Chem* 2014; 65(1): 605-628.
- [3] Ishikawa K, Kumagai H, Midorikawa K. High-power regime of femtosecond-laser pulse propagation in silica: Multiple-cone formation. *Phys Rev E* 2002; 66: 056608. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.66.056608>.
- [4] Kononenko VV, Zavedeev EV, Gololobov VM. The effect of light-induced plasma on propagation of intense fs laser radiation in c-Si. *Appl Phys A* 2016; 122: 293. DOI: 10.1007/s00339-016-9844-x.
- [5] Chambonneau M, Grojo D, Tokel O, Ilday FÖ, Tzortzakis S, Nolte S. In-volume laser direct writing of silicon—challenges and opportunities. *Laser Photon Rev* 2021; 15: 2100140. DOI: 10.1002/lpor.202100140.
- [6] Zavedeev EV, Kononenko VV, Konov VI. Delocalization of femtosecond laser radiation in crystalline Si in the mid-IR range. *Laser Phys* 2016; 26: 016101. DOI: 10.1088/1054-660X/26/1/016101.
- [7] Werr F, Eppelt U, Müllers L, de Ligny D. Ultra-short-pulse laser filaments for float glass cutting: Influence of laser parameters on micro cracks formation. *Front Phys* 2022; 10: 86241. Source: <<https://www.frontiersin.org/articles/10.3389/fphy.2022.862419>>.
- [8] Kononenko T, Ralchenko V, Bolshakov A, Konov V, Allegrini P, Pacilli M, Conte G, Spiritti E. All-carbon detector with buried graphite pillars in CVD diamond. *Appl Phys A* 2014; 114: 297-300.
- [9] Sun B, Salter PS, Booth MJ. High conductivity micro-wires in diamond following arbitrary paths. *Appl Phys Lett* 2014; 105: 231105.
- [10] Courvoisier A, Booth MJ, Salter PS. Inscription of 3D waveguides in diamond using an ultrafast laser. *Appl Phys Lett* 2016; 109: 031109.
- [11] Kononenko VV, Vlasov II, Zavedeev EV, Khomich AA, Konov VI. Correlation between surface etching and NV centre generation in laser-irradiated diamond. *Appl Phys A* 2018; 124: 226.
- [12] Hadden JP, Bharadwaj V, Sotillo B, et al. Integrated waveguides and deterministically positioned nitrogen vacancy centers in diamond created by femtosecond laser writing. *Opt Lett* 2018; 43(15): 3586-3589.
- [13] Wang XJ, Fang HH, Sun FW, Sun HB. Laser writing of color centers. *Laser Photon Rev* 2021; 16: 2100029. DOI: 10.1002/lpor.202100029.
- [14] Kononenko VV, Konov VI, Gololobov VM, Zavedeev EV. Propagation and absorption of high-intensity femtosecond laser radiation in diamond. *Quantum Electron* 2014; 44: 1099. DOI 10.1070/QE2014v044n12ABEH015459.
- [15] Kozák M, Trojáněk F, Dzurňák B, Malý P. Two- and three-photon absorption in chemical vapor deposition diamond. *J Opt Soc Am B* 2012; 29: 1141-1145.
- [16] Grivickas P, Ščajev P, Kazuchits N, Lastovskii S, Voss L F, Conway AM, Mazanik A, Korolik O, Bikbajevs V, Grivickas V. Carrier recombination and diffusion in high-purity diamond after electron irradiation and annealing. *Appl Phys Lett* 2020; 117: 242103.
- [17] Griffiths B, Kirkpatrick A, Nicley SS, Patel RL, Zajac JM, Morley GW, Booth MJ, Salter PS, Smith JM. Microscopic processes during ultrafast laser generation of Frenkel defects in diamond. *Phys Rev B* 2021; 104, 174303.
- [18] Kudryashov SI, Danilov PA, Kuzmin EV, Gulina YuS, Rupasov AE, Krasin GK, Zubarev IG, Levchenko AO, Kovalev MS, Pakholchuk PP, Ostrikov SA, Ionin AA. Pulse-width-dependent critical power for self-focusing of ultrashort laser pulses in bulk dielectrics. *Opt Lett* 2022; 47: 3487-3490.
- [19] Kudryashov SI, Danilov PA, Smirnov NA, Stsepuro NG, Rupasov AE, Khmel'nitskii RA, Oleynichuk EA, Kuzmin EV, Levchenko AO, Gulina YuS, Shelygina SN, Sozayev IV, Kovalev MS, Kovalchuk OE. Signatures of ultrafast electronic and atomistic dynamics in bulk photoluminescence of CVD and natural diamonds excited by ultrashort laser pulses of variable pulsewidth. *Appl Surf Sci* 2022; 575: 151736.
- [20] Kudryashov SI, Levchenko AO, Danilov PA, Smirnov NA, Ionin AA. IR femtosecond laser micro-filaments in diamond visualized by inter-band UV photoluminescence. *Opt Lett* 2020; 45: 2026-2029.

- [21] Kudryashov S, Danilov P, Smirnov N, Levchenko A, Kovalev M, Gulina Yu, Kovalchuk O, Ionin A. Femtosecond-laser excited luminescence of the A-band in natural diamond and its thermal control. *Opt Mater Express* 2021; 11: 2505-2513.
- [22] Apostolova T, Kurylo V, Gnilitskiy I. Ultrafast laser processing of diamond materials: A review. *Front Phys* 2021; 9: 650280. DOI: 10.3389/fphy.2021.650280.
- [23] Manenkov AA. Self-focusing of laser pulses: current state and future prospects. *Physics-Uspokhi* 2011; 54(1): 100-104.
- [24] Arnold C, Heisterkamp A, Ertmer W, Lubatschowski H. Streak formation as side effect of optical breakdown during processing the bulk of transparent Kerr media with ultrashort laser pulses. *Appl Phys B* 2005; 80: 247-253.
- [25] Nava F, Canali C, Jacoboni C, Reggiani L, Kozlov SF. Electron effective masses and lattice scattering in natural diamond. *Solid State Commun* 1980; 33: 475-477. DOI: 10.1016/0038-1098(80)90447-0.
- [26] Collins A.T. Band structure, Chapter 1, p. 12 in Prelas, M.A., Popovici, G., & Bigelow, L.K. (Eds.). (1998). *Handbook of Industrial Diamonds and Diamond Films* (1st ed.). CRC Press. <https://doi.org/10.1201/9780203752807>
- [27] Keldysh LV. Ionization in the field of a strong electromagnetic wave. *Soviet Physics JETP* 1965; 20(5): 1945-1957.
- [28] Couairon A, Mysyrowicz A. Femtosecond filamentation in transparent media. *Phys Rep* 2007; 441: 47-189. DOI: 10.1016/j.physrep.2006.12.005.
- [29] Kononenko VV, Zavedeev EV, Latushko MI, Konov VI. Observation of fs laser-induced heat dissipation in diamond bulk. *Laser Phys Lett* 2013; 10: 036003. DOI: 10.1088/1612-2011/10/3/036003.
- [30] Lagomarsino S, Sciortino S, Obreshkov B, Apostolova T, Corsi C, Bellini M, Berdermann E, Schmidt CJ. Photoionization of monocrystalline CVD diamond irradiated with ultrashort intense laser pulse. *Phys Rev B* 2016; 93: 085128.
- [31] Kononenko VV, Konov VI, Gololobov VM, Zavedeev EV. Propagation and absorption of high-intensity femtosecond laser radiation in diamond. *Quantum Electron* 2014; 44: 1099-1103.
- [32] Klein CA, DeSalvo R. Thresholds for dielectric breakdown in laser-irradiated diamond. *Appl Phys Lett* 1993; 63: 1895-1897.
- [33] Ramer A, Osmani O, Rethfeld B. Laser damage in silicon: Energy absorption, relaxation, and transport. *J Appl Phys* 2014; 16(5): 053508.
- [34] Liu WW. Intensity clamping during femtosecond laser filamentation. *Chin J Phys* 2014; 52: 465-489.

### Сведения об авторах

**Кононенко Тарас Викторович**, доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН. Область научных интересов: изучение взаимодействия лазерного излучения с веществом и разработка технологий прецизионной лазерной микрообработки поверхности и объема различных материалов. E-mail: [kononen@nsc.gpi.ru](mailto:kononen@nsc.gpi.ru)

**Заведеев Евгений Викторович**, научный сотрудник Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН. Область научных интересов: нелинейное взаимодействие лазерного излучения с конденсированными средами, генерация терагерцового излучения с помощью ультракоротких лазерных импульсов. E-mail: [dodeskoden@gmail.com](mailto:dodeskoden@gmail.com)

**Ашиккалиева Куралай Хамитжановна**, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН. Область научных интересов: лазерное микроструктурирование алмазных кристаллов, лазерный синтез наноструктур из жидких сред. E-mail: [Ashikkalievaa\\_KK@nsc.gpi.ru](mailto:Ashikkalievaa_KK@nsc.gpi.ru)

**Конов Виталий Иванович**, доктор физико-математических наук, академик, руководитель центра естественно-научных исследований Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН. Область научных интересов: взаимодействие лазерного излучения с веществом, физика наноразмерных систем, углеродные материалы, фотоника. E-mail: [vik@nsc.gpi.ru](mailto:vik@nsc.gpi.ru)

ГРНТИ: 29.33.43, 29.33.47, 29.33.25

Поступила в редакцию 04 ноября 2023 г. Окончательный вариант – 27 ноября 2023 г.

---

# Effect of wavelength on propagation of high-power femtosecond laser pulses in diamond

*T.V. Kononenko<sup>1</sup>, E.V. Zavedeev<sup>1</sup>, K.K. Ashikkalieva<sup>1</sup>, V.I. Konov<sup>1</sup>*

*<sup>1</sup> Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences  
119991 Russia, Moscow, Vavilova St., 38*

## *Abstract*

Numerical modeling of the propagation of high-power femtosecond laser beams in a diamond crystal in the self-focusing mode is carried out. The wavelength of the modeled beams is varied in a wide range (400 nm, 532 nm, 800 nm, and 1064 nm), which covers the most common ultrashort laser systems. For all the wavelengths analyzed, a limitation in the growth of laser energy density inside the diamond crystal with increasing pulse energy is found. This effect has a certain similarity to the effect of optical limitation in laser filaments, but manifests itself outside the filament formation zone and is capable of equalizing the laser energy density, as well as the electron density, inside the extensive pre-focal region.

*Keywords:* diamond, laser, femtosecond pulses, nonlinear absorption, plasma

*Citation:* Kononenko TV, Zavedeev EV, Ashikkalieva KK, Konov VI. Effect of wavelength on propagation of high-power femtosecond laser pulses in diamond. *Computer Optics* 2024; 48(3): 349-355. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1452.

*Acknowledgements:* The study was funded by the Russian Science Foundation under project no. 22-22-00055.

---

## *Authors' information*

**Taras Viktorovich Kononenko**, Grand PhD in Physico-mathematical sciences, Leading Researcher, Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Science. Research interests: interaction of laser radiation with matter, development of technologies for precision laser micromachining of surface and bulk of various materials.

E-mail: [kononen@nsc.gpi.ru](mailto:kononen@nsc.gpi.ru)

**Evgeny Viktorovich Zavedeev**, Research Assistant, Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Science. Research interests: nonlinear interaction of laser radiation with condensed media, generation of terahertz radiation using ultrashort laser pulses. E-mail: [dodeskoden@gmail.com](mailto:dodeskoden@gmail.com)

**Kuralay Khamitzhanovna Ashikkalieva**, PhD in Physico-mathematical sciences, Senior Researcher, Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Science. Research interests: laser microstructuring of diamond crystals, laser synthesis of nanostructures from liquid media. E-mail: [Ashikkalieva\\_KK@nsc.gpi.ru](mailto:Ashikkalieva_KK@nsc.gpi.ru)

**Vitaly Ivanovich Konov**, Grand PhD in Physico-mathematical sciences, Academician, Head of the Center for Natural Science Research, Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Science. Research interests: interaction of laser radiation with matter, physics of nanoscale systems, carbon materials, photonics.

E-mail: [vik@nsc.gpi.ru](mailto:vik@nsc.gpi.ru)

---

*Received November 04, 2023. The final version – November 27, 2023.*

---