

05

Влияние числовой апертуры на режим фокусировки ультракоротких лазерных импульсов в объем синтетического алмаза

© Ю.С. Гулина, Ц. Чжу, Г.К. Красин, Е.В. Кузьмин

Физический институт им. П.Н. Лебедева,
119991 Москва, Россия

e-mail: gulinays@lebedev.ru

Поступила в редакцию 24.12.2023 г.

В окончательной редакции 24.12.2023 г.

Принята к публикации 15.01.2024 г.

Исследовано влияние числовой апертуры (NA) фокусирующей оптики на процесс формирования плазменных каналов, индуцированных ультракороткими лазерными импульсами с длиной волны 1030 nm в объеме синтетического алмаза. Показано, что в исследуемом диапазоне пиковых мощностей $P_0 = 0.45–0.9$ MW при $NA < 0.2$ фокусировка идет в нелинейном режиме, в котором существенное влияние керровской самофокусировки приводит к формированию протяженных плазменных каналов, а при жесткой фокусировке ($NA > 0.3$) — в линейном, в котором из-за преобладания геометрической фокусировки возможно формирование более компактных структур. Переход от нелинейного режима к линейному зависит от мощности лазерных импульсов и при более низких мощностях происходит при более высоких значениях числовой апертуры. Полученные результаты могут быть использованы для повышения точности внутриобъемной лазерной микро/наномодификации и управления пространственными параметрами модифицируемых областей.

Ключевые слова: ультракороткие лазерные импульсы, нелинейно-оптическое взаимодействие, числовая апертура, филаментация, синтетический алмаз, плазменные каналы, люминесценция.

DOI: 10.61011/OS.2024.01.57544.3-24

Введение

Исследование параметров нелинейно-оптического внутриобъемного взаимодействия ультракоротких лазерных импульсов (УКИ) с кристаллическими диэлектрическими материалами в настоящее время представляет большой интерес как со стороны фундаментальных аспектов физики твердого тела, так и для решения прикладных задач. Использование фемтосекундных лазерных импульсов, характеризующихся короткой длительностью и высокой пиковой интенсивностью, позволяет обеспечивать беспрецедентную точность и контроль для лазерно индуцированной микромодификации материалов в таких перспективных и активно развивающихся направлениях, как создание функциональных устройств для микро/наноэлектроники [1], оптическая память [2], алмазный трейсинг [3,4].

В процессе распространения УКИ через диэлектрический материал электрическое поле этих импульсов индуцирует нелинейный поляризационный отклик внутри материала, приводящий к зависимому от интенсивности изменению показателя преломления материала, известному как оптический эффект Керра [5]. Ввиду того, что для большинства материалов нелинейный показатель преломления положителен, в приосевой области пучка происходит увеличение показателя преломления материала, что приводит к нелинейной самофокусировке пучка [6]. С другой стороны, при увеличении интенсивности лазерного излучения в диэлектрическом материале происходит процесс фотоионизации, приводящий

к образованию плотной плазмы и локальному снижению показателя преломления, следствием чего является дефокусировка пучка [7]. Динамический баланс между керровской самофокусировкой и плазменной дефокусировкой приводит к формированию филаментационных каналов — протяженных областей со стабильно высокой плотностью энергии [8]. Процесс филаментации напрямую влияет на эффективность вложения энергии и образование плазменных каналов, определяющих размеры области модификации материала и степень изменений.

На процесс образования плазменных каналов влияют различные факторы, включая параметры лазера (качество пучка, длительность импульса, длина волны и т.д.), свойства среды (нелинейный показатель преломления (n_2), линейный показатель преломления (n_0) и коэффициент многофотонного поглощения), а также геометрия фокусировки. Исследование зависимости критической мощности самофокусировки для линейно и циркулярно поляризованных сфокусированных лазерных импульсов с длинами волн 515 и 1030 nm от длительности импульса в плавленом кварце, флюорите, природном алмазе и синтетическом алмазе было проведено в работе [9]. Оценка влияния состояния поляризации лазерного излучения на процесс филаментации на основе анализа люминесценции плазменных каналов, генерируемых в алмазе, полученном в условиях высокого давления и высокой температуры, под воздействием сфокусированных УКИ, была проведена в [10]. Известно, что образование плазменных каналов в значительной степени зависит от условий фокусировки лазерного пучка [11,12]. Более

высокая числовая апертура обеспечивает более жесткую фокусировку, что приводит к более высокой плотности плазмы [13,14]. Несмотря на то, что установлено влияние геометрической фокусировки на самофокусировку Керра и плазменную дефокусировку, точка перехода, в которой геометрическая фокусировка доминирует в процессе формирования плазменного канала, пока не ясна. Были проведены исследования влияния геометрической фокусировки на процесс филаментации в воздухе на основе анализа стрелок прогиба волнового фронта, показывающих оптическую разность хода между центром волнового фронта и краями [15]. Впоследствии этот метод был расширен для анализа процесса филаментации в плавленом кварце [16]. Однако роль условий фокусировки, в частности числовой апертуры (NA) фокусирующей оптики, остается не изученной, обеспечивая открытое поле для исследований, особенно учитывая изменение плотности плазмы в условиях жесткой и слабой фокусировок.

Таким образом, актуальной является задача исследования параметров фокусирующей оптики, в частности числовой апертуры, на процесс филаментации, приводящий к образованию плазменных каналов внутри диэлектрического материала. Алмаз, полученный в условиях высокого давления и высокой температуры (НРНТ), известный своими исключительными тепловыми и оптическими свойствами, имеющий высокую теплопроводность, широкую запрещенную зону и устойчивую оптическую нелинейность, служит прекрасной платформой для изучения процессов нелинейно-оптического взаимодействия УКИ со средой распространения, что в перспективе позволит повысить точность и эффективность использования фемтосекундной лазерной технологии для микро/наномодификации материала.

Экспериментальная часть

Эксперимент был выполнен на лазерной установке, где в качестве источника лазерного излучения выступал волоконный лазер Satsuma (Amplitude System) с длиной волны основной гармоники 1030 nm (TEM₀₀). Ультракороткие лазерные импульсы длительностью 300 fs, с частотой следования 100 kHz и пиковой мощностью $P_0 = 0.45$ и 0.9 MW фокусировались в объеме синтетического НРНТ-алмаза типа ПА с габаритами $3 \times 1.5 \times 1.5$ mm (рис. 1). Фокусировка УКИ в объем образца осуществлялась через микрообъектив с числовой апертурой $NA = 0.55$, варьирование числовой апертуры в диапазоне $NA = 0.15$ – 0.45 осуществлялось с помощью ирисовой диафрагмы, установленной перед микрообъективом, тем самым обеспечивая радиус фокального пятна в перетяжке по уровню $1/e^2$ в диапазоне $w_0 \sim 0.73$ – 2.2 μm .

При многоимпульсной фокусировке УКИ с длиной волны 1030 nm обеспечивалось нелинейное межзонное фотовозбуждение характерной свободно-экситонной фо-

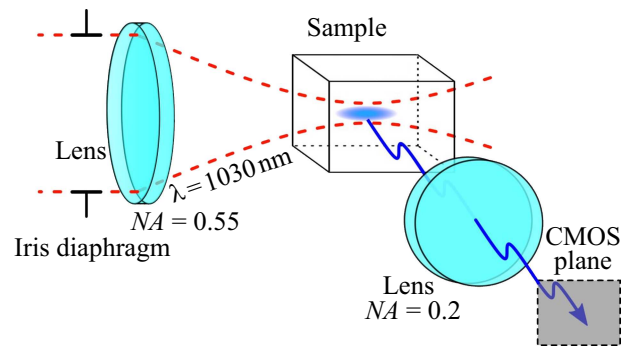


Рис. 1. Схема эксперимента.

толюминесценции (ФЛ) в объеме материала [10,17] с образованием вытянутых плазменных каналов в задней фокальной плоскости микрообъектива. Боковая визуализация плазменных каналов осуществлялась перпендикулярно оси распространения лазерного излучения с помощью КМОП-камеры через микрообъектив с числовой апертурой $NA = 0.2$.

Результаты и их обсуждение

Микроизображения плазменных каналов, индуцированных УКИ в объеме исследуемого образца алмаза, представлены на рис. 2, а сечения распределения интенсивности люминесценции в них — на рис. 3. При пиковой мощности импульсов $P_0 = 0.45$ MW люминесцентные каналы появлялись вокруг центрального положения линейного фокуса $z_f \sim 1300$ μm . При увеличении числовой апертуры наблюдалось увеличение интенсивности люминесценции, сопровождающееся одновременным уменьшением длины каналов, при этом их форма оставалась практически симметричной (рис. 2, а, 3, а), что можно объяснить малым вкладом нелинейных эффектов и преобладанием геометрической линейной фокусировки.

Оценка влияния керровской и геометрической фокусировок на компенсацию плазменной дефокусировки была сделана согласно аналитической модели, предложенной в [16]. Модель основана на анализе стрелок прогиба волнового фронта S , которые представляют собой оптическую разность хода между точками центра и края волнового фронта лазерного пучка. При фокусировке гауссова пучка стрелка прогиба, обусловленная геометрической фокусировкой, определяется [18] как

$$S_G = R(z) - \sqrt{R(z)^2 - w(z)^2} \sim \frac{w_0^2}{2z_R^2} (z - f), \quad (1)$$

где

$$R(z) = (z - f) \left(1 + \left(\frac{z_R}{z - f} \right)^2 \right)$$

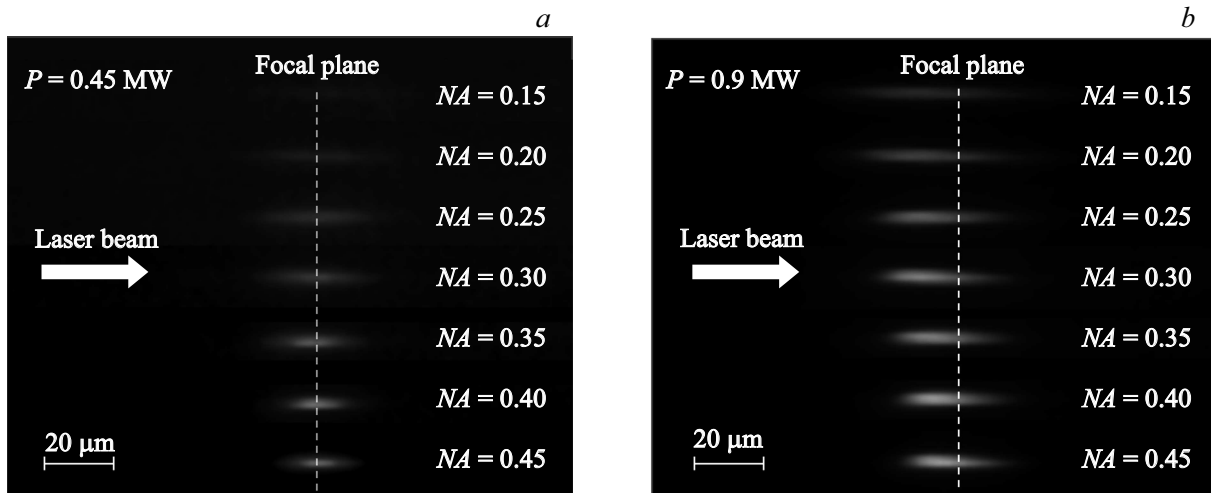


Рис. 2. Микроизображения плазменных каналов, индуцированных УКИ с пиковой мощностью $P_0 = 0.45$ (a), 0.9 MW (b).

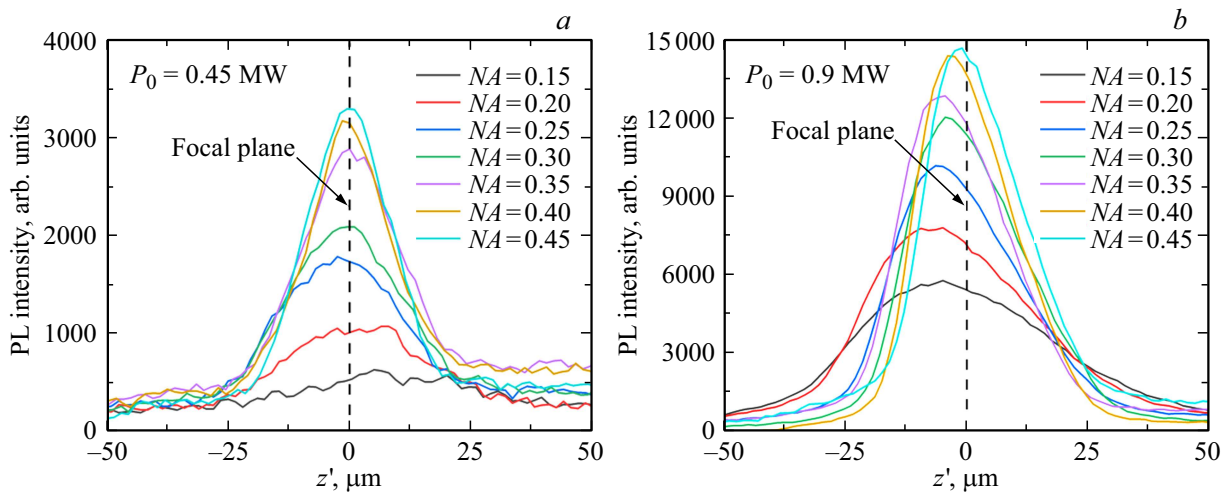


Рис. 3. Сечения распределения интенсивности люминесценции в плазменных каналах, индуцированных УКИ с пиковой мощностью $P_0 = 0.45$ (a), 0.9 MW (b).

— радиус кривизны волнового фронта,

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z-f}{z_R} \right)^2}$$

— радиус лазерного пучка,

$$w_0 = \frac{\lambda}{\pi} \frac{\sqrt{(1-NA^2)}}{NA}$$

— радиус фокального пятна, λ — длина волны лазерного излучения, $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$ — длина Рэлея, f — положение геометрического фокуса.

Стрелки прогиба волнового фронта, обусловленные керровской самофокусировкой и плазменной дефокусировкой, могут быть получены путем нахождения оптической разности хода между центром и краем волнового

фронта:

$$S(z) = - \int_0^z \Delta n_{nl}(z') dz', \quad (2)$$

где $\Delta n_{nl}(z)$ — изменение показателя преломления, введенное соответствующим нелинейным эффектом.

Увеличение показателя преломления, вызванное эффектом Керра, $\Delta n_{\text{Керр}}(z) = n_2 I_0(z)$, где n_2 — нелинейный показатель преломления среды, $I_0(z) = 2P_0/\pi w(z)^2$ — пиковая интенсивность лазерного излучения, P_0 — пиковая мощность лазерного импульса.

Таким образом, стрелка прогиба волнового фронта от эффекта Керра может быть определена [16] как

$$S_K(z) = \frac{2P_0 n_2 z_R}{\pi w_0^2} \left(\tan^{-1} \frac{z-f}{z_R} + \tan^{-1} \frac{f}{z_R} \right). \quad (3)$$

Локальное уменьшение показателя преломления за счет образования плазмы $\Delta n_{pl}(z) = -\rho(z)/2\rho_c$,

где $\rho(z)$ — плотность плазмы в области оптической оси и $\rho_c = \omega^2 \varepsilon_0 m_e^* / e^2$ — критическая плотность плазмы, где e — заряд электрона, $m_e^* = 0.3m_e$ — эффективная масса электрона [19], ω — частота электромагнитного излучения, ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума. С учетом того, что плотность плазмы определяется скоростью фотоионизации, стрелка прогиба, обусловленная плазменной дефокусировкой, может быть определена [16] как

$$S_P(z) = -\tau/2\rho_c \int_0^z W_{PI}(z') dz', \quad (4)$$

где τ — длительность импульса, W_{PI} — скорость фотоионизации.

Плотность плазмы зависит от скорости затравочных процессов, в качестве которых выступают многофотонная и туннельная ионизации. В качестве фундаментальной основы для моделирования роста электронной плотности на основе процессов фотоионизации выступает теория Келдыша [20], описывающая взаимодействие интенсивного лазерного излучения с веществом. В рамках этой теории многофотонная и туннельная фотоионизации задаются как два предельных режима одного и того же физического явления — ионизации в переменном поле электромагнитного излучения. Для определения режима взаимодействия светового поля с веществом используется параметр Келдыша [21]

$$\gamma = \frac{\omega}{e} \sqrt{\frac{m_e^* c n_0 \varepsilon_0 E_g}{I_0}}, \quad (5)$$

где n_0 — линейный показатель преломления среды, c — скорость света в вакууме, E_g — ширина запрещенной зоны.

Так, при низких интенсивностях лазерного излучения в качестве доминирующего процесса выступает многофотонная ионизация, при этом значение параметра Келдыша $\gamma > 1.5$ [22]. Туннельная ионизация происходит в особо интенсивных лазерных полях, при длительностях лазерных импульсов < 10 fs или интенсивностях $> 10^{14}$ W/cm² [23]. В нашем случае в исследуемом диапазоне мощностей $P_0 = 0.45$ – 0.9 MW при слабой фокусировке ($NA = 0.15$) параметр Келдыша меняется в диапазоне $\gamma = 79$ – 1.5 , а при жесткой фокусировке ($NA = 0.45$) — в диапазоне $\gamma = 261$ – 0.4 . Поэтому оба процесса — и многофотонный, и туннельный — вносят свой вклад, и полная скорость фотоионизации определяется выражением [24]

$$W_{PI} = \frac{2\omega}{9\pi} \left(\frac{\sqrt{1+\gamma^2}}{\gamma} \frac{m_e^* \omega}{\hbar} \right)^{3/2} Q\left(\gamma, \frac{E_g^{**}}{\hbar\omega}\right) \times \exp\left\{-\pi\left(\frac{E_g^{**}}{\hbar\omega} + 1\right)\left[K\left(\frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}}\right) - E\left(\frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}}\right)\right] / E\left(\frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}}\right)\right\}, \quad (6)$$

где $Q(\gamma, x)$ — предэкспоненциальный член, описываемый функцией вида

$$Q(\gamma, x) = \left[\pi/2K\left(\frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}}\right) \right]^{1/2} \times \sum_{n=0}^{\infty} \exp\left\{-\pi\left[K\left(\frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}}\right) - E\left(\frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}}\right)\right] \times n/E\left(\frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}}\right)\right\} \phi\left\{\left[\pi^2(2(x+1) - 2x + n)/2K \times \left(\frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}}\right)E\left(\frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}}\right)\right]^{1/2}\right\}, \quad (7)$$

K и E — полные эллиптические интегралы первого и второго родов, ϕ — интеграл Дюсона, определяемый как

$$F(x) = e^{-x^2} \int_0^x e^{-t^2} dt,$$

E_g^{**} — эффективная ширина запрещенной зоны, равная

$$E_g^{**} = \frac{2}{\pi} E_g \frac{\sqrt{1+\gamma^2}}{\gamma} E\left(\frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}}\right). \quad (8)$$

Графики зависимости стрелок прогиба волнового фронта от расстояния от фокальной плоскости z' при различных условиях фокусировки для пиковых мощностей порядка пороговой мощности начала филаментации $P_0 = 0.45$ MW [14] и двойной пороговой мощности $P_0 = 0.9$ MW, рассчитанные на основе формул (1)–(8), приведены на рис. 4, *a* и 4, *b* соответственно. Видно, что вдали от геометрического фокуса интенсивность лазерного излучения невелика и геометрическая фокусировка (S_G — зеленая кривая) превалирует над нелинейными эффектами, следовательно, оба нелинейных эффекта — самофокусировка и дефокусировка плазмы незначительны при большом удалении от фокальной плоскости. По мере приближения к геометрическому фокусу начинает увеличиваться вклад керровской нелинейности и после точки z_K , в которой стрелки прогиба от керровской (S_K — красная кривая) и геометрической фокусировки равны $|S_K| = |S_G|$, нелинейная самофокусировка начинает преобладать над линейной, что приводит к нелинейному смещению фокуса навстречу лазерному излучению. При дальнейшем приближении к фокусу из-за увеличения интенсивности начинает нарастать плотность плазмы, приводящей к дефокусировке пучка (соответствующая стрелка прогиба S_P — синяя кривая), и после точки z_P , в которой $|S_P| = |S_G|$, плазменная дефокусировка превалирует над геометрической фокусировкой. При слабой фокусировке ($NA < 0.2$) для обеих исследуемых мощностей увеличение вклада нелинейной самофокусировки начинается раньше, чем происходит нарастание плотности плазмы ($z_P > z_K$), поэтому керровская нелинейность играет доминирующую роль, что

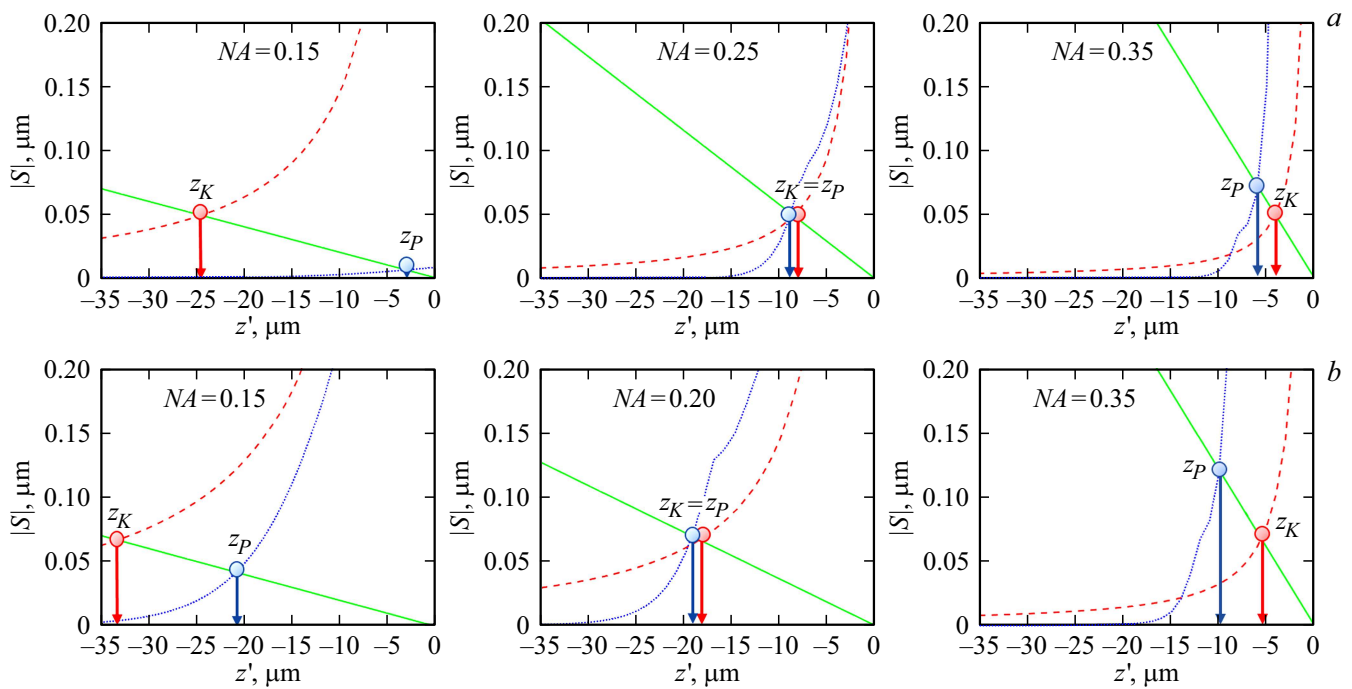


Рис. 4. Зависимость стрелки прогиба волнового фронта от расстояния от фокальной плоскости z' при различных условиях фокусировки для пиковых мощностей $P_0 = 0.45$ (а), 0.9 MW (б): геометрическая фокусировка — S_G , зеленая кривая; керровская самофокусировка — S_K , красная кривая; плазменная дефокусировка — S_P , синяя кривая.

выражается в формировании удлиненных плазменных каналов, и можно говорить о нелинейном режиме фокусировки. В условиях жесткой фокусировки ($NA > 0.3$) геометрическая фокусировка обеспечивает достаточную интенсивность для генерации плотной плазмы, и плазменная дефокусировка начинается раньше, чем успевает развиться нелинейная самофокусировка ($z_K > z_P$). Это приводит к локализации лазерной энергии вблизи области геометрического фокуса и формированию компактных плазменных каналов, и фокусировка идет в линейном режиме. Также наблюдается переходный режим, в котором и самофокусировка, и плазменная дефокусировка вносят равные вклады в процесс нелинейно-оптического взаимодействия: для мощности $P_0 = 0.45$ MW $z_K \sim z_P$ при $NA = 0.25$, а для мощности $P_0 = 0.9$ MW — при $NA = 0.2$.

Для обеих исследуемых мощностей можно выделить некоторые общие закономерности: по мере увеличения числовой апертуры геометрическая фокусировка становится более значимой, а существенное влияние эффекта Керра начинает проявляться ближе к фокальной плоскости, в то время как плазменная дефокусировка, наоборот, начинает проявляться раньше, причем по мере увеличения мощности лазерных импульсов ее влияние становится более выраженным. Таким образом, в условиях слабой фокусировки ($NA < 0.2$) можно говорить о нелинейном характере фокусировки, а при жесткой ($NA > 0.3$) — о линейном, в то время как для апертур $NA = 0.2–0.25$ наблюдается переходный режим. Полученные результаты хорошо согласуются

с экспериментально полученными в [14] данными по выходу фотолюминесценции плазменных каналов при различных апертурах, где было показано, что при слабой фокусировке ($NA = 0.15, 0.2$) при увеличении энергии накачки практически не наблюдается рост выхода люминесценции, и вся энергия идет в увеличение длины каналов, а при жесткой фокусировке ($NA > 0.3$) по мере увеличения энергии импульсов наблюдается монотонный рост выхода люминесценции плотной плазмы, локализованной вблизи фокальной области.

Заключение

Проведенные в настоящей работе исследования влияния числовой апертуры фокусирующей оптики на процесс образования плазменных каналов, индуцированных фемтосекундными лазерными импульсами внутри синтетического алмаза, показали, что в исследуемом диапазоне пиковых мощностей $P_0 = 0.45–0.9$ MW в условиях слабой фокусировки ($NA < 0.2$) можно говорить о нелинейном характере фокусировки, в котором существенное влияние керровской самофокусировки приводит к формированию протяженных плазменных каналов, а при жесткой фокусировке ($NA > 0.3$) — о линейном, в котором возможно формирование более компактных структур. Переход от нелинейного режима к линейному зависит от мощности лазерных импульсов и при более низких мощностях происходит при более высоких апертурах.

Финансирование работы

Авторы признательны Российскому научному фонду за финансовую поддержку данных исследований в рамках проекта 21-79-30063; <https://rscf.ru/project/21-79-30063/>.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] S. Kudryashov, A. Nastulyavichus, G. Krasin, K. Khamidullin, K. Boldyrev, D. Kirilenko, A. Yachmenev, D. Ponomarev, G. Komandin, S. Lebedev, D. Prikhod'ko, M. Kovalev. *Opt. Las. Technol.*, **158** (A), 108873 (2023). DOI: 10.1016/j.optlastec.2022.108873
- [2] K. Sugioka, Y. Cheng. *Light: Sci. Appl.*, **3** (4), 149 (2014). DOI: 10.1038/lsa.2014.30
- [3] R.A. Khmel'nitskiy, O.E. Kovalchuk, Y.S. Gulina, A.A. Nastulyavichus, G.Y. Kriulina, N.Y. Boldyrev, S.I. Kudryashov, A.O. Levchenko, V.S. Shiryayev. *Diamond and Related Materials*, **128**, 109278 (2022). DOI: 10.1016/j.diamond.2022.109278
- [4] Ю.С. Гулина, Р.А. Хмельницкий, О.Е. Ковальчук. *Опт. и спектр*, **131** (2), 247 (2023). DOI: 10.21883/OS.2023.02.55015.1-23
- [5] P.L. Kelley. *Phys. Rev. Lett.*, **16** (9), 384 (1966). DOI: 10.1103/PhysRevLett.16.384
- [6] J.H. Marburger. *Progr. Quant. Electron.*, **4** (1), 35 (1975). DOI: 10.1016/0079-6727(75)90003-8
- [7] F.F. Chen. *Introduction to plasma physics and controlled fusion* (Springer International Publishing, Switzerland, 2016). DOI: 10.1007/978-3-319-22309-4
- [8] A. Couairon, A. Mysyrowicz. *Phys. Rep.*, **441** (2–4), 47 (2007). DOI: 10.1016/j.physrep.2006.12.005
- [9] S.I. Kudryashov, P.A. Danilov, E.V. Kuzmin, Y.S. Gulina, A.E. Rupasov, G.K. Krasin, I.G. Zubarev, A.O. Levchenko, M.S. Kovalev, P.P. Pakholchuk, S.A. Ostrikov, A.A. Ionin. *Opt. Lett.*, **47** (14), 3487 (2022). DOI: 10.1364/ol.462693
- [10] G.K. Krasin, Y.S. Gulina, E.V. Kuzmin, V.P. Martovitskii, S.I. Kudryashov. *Photonics*, **10** (2), 106 (2023). DOI: 10.3390/photonics10020106
- [11] A.Q. Wu, I.H. Chowdhury, X. Xu. *Appl. Phys. Lett.*, **88** (11), 11502 (2006). DOI: 10.1063/1.2183361
- [12] E.N. Glezer, E. Mazur. *Appl. Phys. Lett.*, **71** (7), 882 (1997). DOI: 10.1063/1.119677
- [13] F. Théberge, W. Liu, P.T. Simard, A. Becker, S.L. Chin. *Phys. Rev. E*, **74** (3), 036406 (2006). DOI: 10.1103/PhysRevE.74.036406
- [14] Y. Gulina, J. Zhu, G. Krasin, E. Kuzmin, S. Kudryashov. *Photonics*, **10** (10), 1177 (2023). DOI: 10.3390/photonics10101177
- [15] K. Lim, M. Durand, M. Baudelet, M. Richardson. *Sci. Rep.*, **4** (1), 7217 (2014). DOI: 10.1364/cleo_qels.2015.ftu4d.4
- [16] N. Naseri, G. Dupras, L. Ramunno. *Opt. Expr.*, **28** (18), 26977 (2020). DOI: 10.1364/OE.395185
- [17] S.I. Kudryashov, P.A. Danilov, N.A. Smirnov, N.G. Stsepuro, A.E. Rupasov, R.A. Khmel'nitskiy, E.A. Oleynichuk, E.V. Kuzmin, A.O. Levchenko, Y.S. Gulina, S.N. Shelygina, I.V. Sozaev, M.S. Kovalev, O.E. Kovalchuk. *Appl. Surf. Sci.*, **575**, 151736 (2022). DOI: 10.1016/j.apsusc.2021.151736
- [18] L. Khan. *Laser Filamentation — Beyond Self-focusing and Plasma Defocusing* (University of Central Florida, Orlando, 2014). URL: <http://purl.fcla.edu/fcla/etd/CFE0005520>
- [19] M. Kozák, T. Otobe, M. Zugerstein, F. Trojánek, P. Malý. *Phys. Rev. B*, **99**, 104305 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevB.99.104305
- [20] L.V. Keldysh. *Sov. Phys. JETP*, **20**, 1307 (1965).
- [21] C.B. Schaffer, A. Brodeur, E. Mazur. *Meas. Sci. Technol.*, **12**, 1784 (2001). DOI: 10.1088/0957-0233/12/11/305
- [22] R. Osellame, G. Cerullo, R. Ramponi. *Femtosecond laser micromachining: photonic and microfluidic devices in transparent materials* (Springer, Berlin, Heidelberg, 2012). DOI: 10.1007/978-3-642-23366-1
- [23] S.S. Mao, F. Quéré, S. Guizard, X. Mao, R.E. Russo, G. Petite, P. Martin. *Appl. Phys. A*, **79**, 1695 (2004). DOI: 10.1007/s00339-004-2684-0
- [24] C. Ferris. *Theoretical modeling of laser-induced absorption phenomena in optical materials* (University of Nebraska, Lincoln, 2014). URL: <http://digitalcommons.unl.edu/elecengtheses/52>