

## Формирование протяженных плазменных каналов в конденсированной среде в результате аксиконной фокусировки фемтосекундного лазерного импульса

О.Г.Косарева, А.В.Григорьевский, В.П.Кандидов

*Методом численного моделирования исследовано формирование плазменных каналов фемтосекундного лазерного импульса в объеме плавленого кварца и показаны преимущества использования конической линзы (аксикона) по сравнению с обычными параболическими линзами. Установлено, что длина плазменного канала, сформированного с помощью аксикона, превышает длину канала, получаемого при фокусировке линзой.*

**Ключевые слова:** аксикон, филаментация, фемтосекундные импульсы.

1. Фемтосекундные лазерные импульсы высокой пиковой мощности являются перспективным средством для создания элементов микрооптики в объеме прозрачной среды [1–4]. При фокусировке в образец импульса с энергией 0.001–10 мДж и длительностью 50–100 фс пиковая интенсивность достигает  $10^{12}$ – $10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>, что приводит к многофотонному переходу электронов из валентной зоны в зону проводимости. После прохождения импульса электроны переходят обратно в валентную зону, вызывая локальный нагрев и оптическую модификацию материала [2].

В [1] была показана возможность создания оптических волноводов в объеме плавленого кварца с помощью фемтосекундных лазерных импульсов. Авторы [3] обнаружили, что ключевым моментом при записи волноводов являются условия фокусировки излучения в образец. После прохождения импульса, сфокусированного длиннофокусной линзой, расплавленный материал в зоне самонаведенной импульсом лазерной плазмы затвердевает, образуя область с однородно увеличенным показателем преломления ( $\Delta n \approx 10^{-4}$ – $10^{-2}$ ), поперечный размер которой равен 1–2 мкм, а длина достигает нескольких миллиметров. Использование короткофокусных линз приводит к увеличению количества свободных электронов в объеме образца, к локальному разрушению материала при релаксации плазмы и к ухудшению качества волноводов. Таким образом, геометрия эксперимента является одним из определяющих факторов, способствующих модификации материала в заранее заданном виде.

Увеличение длины оптических волноводов в объеме прозрачных твердых тел обеспечивается передвижением образца при частоте лазерных импульсов 1 кГц. Сократить время записи можно за счет увеличения длины канала, формирующегося в одном лазерном импульсе.

В экспериментальной работе [4] при фокусировке фемтосекундного субтраваттного излучения в прозрач-

ную диэлектрическую мишень для увеличения длины нелинейно-оптического взаимодействия использовался аксикон. Можно ожидать, что при фокусировке аксиконом длина плазменного канала в одном импульсе увеличится и, как следствие этого, повысятся скорость и качество записи оптических волноводов.

Целью данной работы является исследование управления каналом фемтосекундного лазерного импульса в плавленом кварце с помощью вариации волнового фронта входного пучка линзами с различными фокусными расстояниями и аксиконом. Исследование проводится методом численного моделирования.

2. Численное моделирование основывается на уравнении квазиоптики для медленно меняющейся амплитуды электрического поля:

$$2ik \frac{\partial E(z, r, t)}{\partial z} = \Delta_{\perp} E - kk_{\omega}'' \frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} + \frac{2k^2}{n_0} (\Delta n_k + \Delta n_p) E - ik\alpha E, \quad (1)$$

где

$$\Delta n_k = \frac{1}{2} n_2 |E|^2; \quad \Delta n_p = -\frac{\omega_p^2}{2n_0(\omega_{\text{las}}^2 + v_c^2)} \left( 1 + i \frac{v_c}{\omega_{\text{las}}} \frac{\omega_p^2}{\omega_{\text{las}}^2 + v_c^2} \right); \quad (2)$$

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi e^2 N_e}{m\omega^2}.$$

Первый и второй члены в правой части уравнения (1) описывают дифракцию и дисперсию входного излучения в плавленом кварце соответственно ( $\tau = t - z/v_{\text{gr}}$  – бегущее время), третий – керровскую самофокусировку и дефокусировку в самонаведенной лазерной плазме, четвертый член – потери энергии, связанные с многофотонным переходом электронов из валентной зоны в зону проводимости. Здесь  $\alpha$  – коэффициент ослабления, обусловленный ионизацией;  $\omega_p$  – плазменная частота;  $v_c$  – частота упругих столкновений электронов с атомами;  $\omega_{\text{las}}$  – частота излучения лазера, соответствующая длине волны

О.Г.Косарева, А.В.Григорьевский, В.П.Кандидов. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: alexandergrig@mail.ru

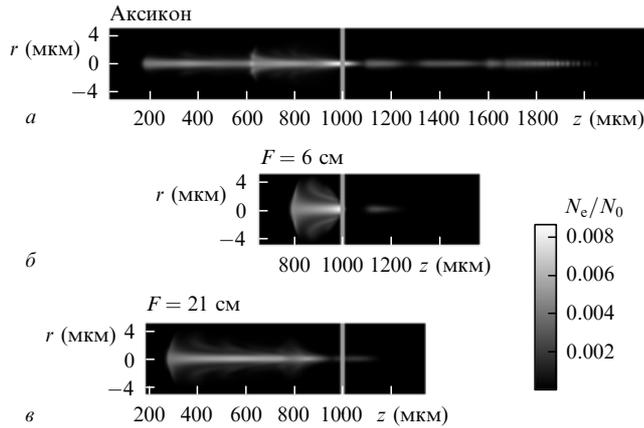


Рис.1. Пространственное распределение концентрации свободных электронов после прохождения фемтосекундного импульса в объеме плавленого кварца. Импульс распространяется слева направо,  $z = 0$  соответствует входной поверхности образца, вертикальная линия показывает положение геометрического фокуса ( $a$  – аксикон с углом при основании  $2.86^\circ$ ;  $b, c$  – линзы с фокусным расстоянием 6 и 21 см соответственно).

$\lambda = 800$  нм. Скорость роста свободных электронов в плавленом кварце описывается уравнением

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = R(|E|^2)(N_0 - N_e) + v_i N_e - \beta N_e^2. \quad (3)$$

В этом уравнении первый член в правой части описывает многофотонную ионизацию в соответствии с моделью Келдыша, второй – ударную ионизацию, а третий – рекомбинацию электронов в тройных столкновениях;  $N_0 = 2.1 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$  – концентрация нейтральных молекул до прохождения импульса. Частота ударной ионизации определяется выражением [5]

$$v_i = \frac{1}{W_g} \frac{e^2 E^2}{2m(\omega_{\text{las}}^2 + \nu_c^2)} \nu, \quad (4)$$

где  $W_g = 9 \text{ эВ}$  – ширина запрещенной зоны в кварце.

Численное моделирование проводилось в условиях, близких к эксперименту [3], где импульс с длительностью 43 фс и энергией 2 мкДж фокусировался в плавленый кварц. При этом отношение пиковой мощности  $P_{\text{peak}}$  к критической мощности самофокусировки в плавленом кварце  $P_{\text{cr}} = 2.6 \text{ МВт}$  составляло  $\sim 17$ . Исходный пучок гауссового профиля радиусом 3.4 мм фокусировался аксиконом с углом при вершине  $174.28^\circ$ . На рис.1,  $a$  приведены распределения концентрации свободных электронов в плоскости  $(r = (x^2 + y^2)^{1/2}, z)$  сразу после прохождения импульса. Видно образование плазменного канала протяженностью 2 мм, в котором концентрация электронов составляет  $(4 - 8) \times 10^{-3} N_0$ . Для сравнения на

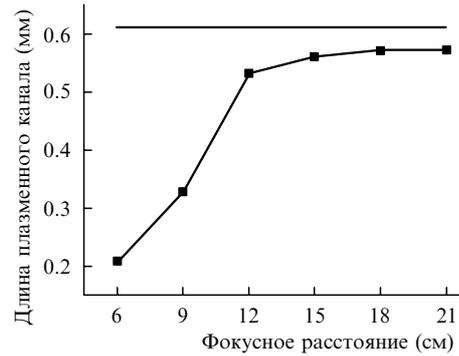


Рис.2. Зависимость длины плазменного канала, зарегистрированной по уровню 20% от максимальной плотности электронов в образце, от фокусного расстояния линзы. Горизонтальная линия на графике показывает длину наиболее однородного участка канала аксикона ( $z < 1050$  мкм) на рис.1,  $a$ .

рис.1,  $b, c$  приведена концентрация электронов в каналах, получаемых в условиях фокусировки линзами с  $F = 6$  и 21 см. При этом геометрический фокус находится в объеме образца на расстоянии 1 мм от его поверхности. Плазменные каналы, полученные в результате численного моделирования, качественно соответствуют экспериментально зарегистрированным с помощью микроскопа зонам локального увеличения показателя преломления [3], полученным при различных фокусных расстояниях линз.

С увеличением фокусного расстояния линзы увеличивается длина плазменного канала и уменьшается область поперечного распределения плазмы. Однако наибольшую протяженность и наименьший поперечный размер имеет плазменный канал, полученный при фокусировке аксиконом. Длины плазменных каналов, реализованных при фокусировке различными линзами и аксиконом, приведены на рис.2. Заметим, что дальнейшее увеличение фокусного расстояния обычной линзы вызывает рефокусировку излучения и неоднородное распределение концентрации электронов в канале.

Таким образом, наибольшая длина и наименьший поперечный размер «аксиконного» канала позволяют считать коническую линзу перспективной для записи оптических волноводов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 03-02-16939).

1. Davis K.M., Miura K., Sugimoto N., Hiro K. *Opt. Lett.*, **21**, 1729 (1996).
2. Kasaai M.R., Lagace S., Boudreau D., Förster E., Muller B., Chin S.L. *J. Non-Cryst. Sol.*, **292**, 202 (2001).
3. Nguyen N.T., Salimnia A., Liu W., Chin S.L., Vallee R. *Opt. Lett.*, **28**, 1591 (2003).
4. Бабин А.А., Киселев А.М., Правденко К.И., Сергеев А.М., Степанов А.Н., Хазанов Е.А. *УФН*, **169**, 80 (1999).
5. Райзер Ю.П. *Физика газового разряда* (М.: Наука, 1992).