

Влияние оптической ионизации на генерацию кильватерных полей фемтосекундными лазерными импульсами в неоднородной плазме

И.Р.Умаров, Н.Е.Андреев

Рассмотрено взаимодействие высокоинтенсивного короткого лазерного импульса с газом аргоном при оптической ионизации (ОИ). В трехмерной цилиндрически-симметричной геометрии проведено моделирование при различных умеренно релятивистских интенсивностях и положениях фокальной плоскости лазерного пучка в случае как ОИ газа, так и заранее ионизированной плазмы. Исследовано влияние процессов, происходящих при ОИ газа, на генерацию кильватерных волн и найдены условия, при которых происходит генерация интенсивных кильватерных полей в плазме, образованной из неоднородной газовой струи аргона. Продемонстрирована возможность использования газа с большим числом электронов на внешней оболочке (аргон) для возбуждения интенсивных кильватерных волн с целью ускорения электронов. Несмотря на значительную ионизационную рефракцию лазерного импульса на радиально неоднородном профиле концентрации электронов плазмы, образованных при ОИ, определена область параметров лазерного импульса и газовой мишени, при которых ионизационная рефракция приводит к возбуждению интенсивной кильватерной волны тогда, когда в заранее ионизированной плазме при той же интенсивности лазерного излучения кильватерная волна не возникает.

Ключевые слова: кильватерные поля, фемтосекундные лазерные импульсы, неоднородная плазма.

1. Введение

В последнее время многие исследовательские программы включают в себя лазерно-плазменное ускорение частиц. При нынешнем уровне развития уже получены пучки электронов с энергиями ГэВ и более. Например, в работе [1] была экспериментально продемонстрирована возможность ускорения электронов в поле кильватерной волны до энергий ~ 8 ГэВ на относительно небольших (~ 10 см) расстояниях.

Процессы, происходящие при оптической ионизации (ОИ) газа лазерным импульсом, могут играть большую роль в лазерно-плазменном взаимодействии. Так, различные процессы были изучены в работе [2], включая возникновение в плазме структур больших и малых размеров. В работах [3, 4] было показано, что ОИ может значительно увеличить амплитуду возбуждаемой кильватерной волны в случае, когда длина лазерного импульса больше плазменной длины волны. В некоторых случаях ионизация может способствовать самомодуляции лазерного импульса [5] при таких параметрах задачи, при которых это невозможно без ионизации [4]. К другим важным процессам относится ионизационная рефракция. Так, в работе [6] исследована зависимость ионизационной рефракции от плотности газа, а в работе [7] проанализировано влияние на нее числа электронов на внешней оболочке атома. Было установлено, что при использовании газа с большим

числом электронов на внешней оболочке ионизационная рефракция приводит к значительным изменениям формы лазерного импульса и к уменьшению его интенсивности. Однако атомы с большим числом электронов на внешней оболочке применяются в схемах с ионизационной инжекцией, когда захватываются электроны с внутренних оболочек. Поэтому во многих экспериментах, например в работе [8], для уменьшения ионизационной рефракции с небольшой примесью атомов с большим числом электронов на внешней оболочке (аргон), необходимых для ионизационной инжекции, используется плазма элементов с малым числом валентных электронов (водород). Другим способом уменьшения влияния ионизационной рефракции является использование заранее сформированных плазменных каналов без примесей, как, например, в работе [9], где ионизационный захват электронов был продемонстрирован в плазме азота.

Целью настоящей работы, в отличие от упомянутых выше, является рассмотрение влияния оптической ионизации на лазерно-плазменное взаимодействие и генерацию кильватерной волны в плазме элементов с высоким атомным номером без использования примесей и заранее сформированных каналов на примере газовой струи аргона при различных параметрах лазерного импульса.

2. Уравнения модели

Для описания динамики взаимодействия лазерного импульса с электронами плазмы, появляющимися при оптической ионизации газа, использовалась гидродинамическая модель холодной плазмы и уравнения Максвелла, которые в случае цилиндрической симметрии могут быть записаны в виде [10, 11]

$$\left[2i \frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{k_{p0}}{k_0} \left(\Delta_{\perp \rho} + \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} \right) \right] a = \frac{k_{p0}}{k_0} \left[\frac{v}{\gamma} a - i G_{\text{ion}} \right], \quad (1)$$

И.Р.Умаров, Н.Е.Андреев. Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Россия, Московская обл., 141701 Долгопрудный, Институтский пер., 9; Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, 125412 Москва, ул Ижорская, 13, стр.2; e-mail: iskan1997@yandex.ru

Поступила в редакцию 4 марта 2020 г., после доработки – 30 апреля 2020 г.

$$\left[(\Delta_{\perp\rho} - v_0) \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} - \frac{\partial \ln v_0}{\partial \rho} \frac{\partial^3}{\partial \rho \partial \xi^2} + v_0 \Delta_{\perp\rho} \right] \Phi - \frac{v_0^2}{2} \left[1 - \frac{1 + |a|^2/2}{(\Phi + \delta\Phi_s)^2} \right] = \frac{v_0}{4} \Delta_{\perp\rho} |a|^2, \quad (2)$$

$$\frac{v}{\gamma} = \frac{v_0 + \Delta_{\perp\rho} \Phi}{\Phi + \delta\Phi_s}, \quad (3)$$

где $\Delta_{\perp\rho}$ – радиальная составляющая лапласиана; a – безразмерная огибающая электрического поля лазерного импульса:

$$\frac{\epsilon \mathbf{E}}{m\omega_0 c} = \text{Re}[\epsilon_0 a \exp(-i\omega_0 t + ik_0 z)]; \quad (4)$$

ϵ_0 – единичный вектор поляризации, перпендикулярный оси z [7] (лазерный импульс предполагается линейно поляризованным); ω_0 – частота лазерного импульса; $k_0 = \omega_0/c$ – модуль его волнового вектора. Уравнение (1) описывает изменение огибающей лазерного импульса, уравнение (2) определяет потенциал кильватерного поля Φ ($\delta\Phi_s$ – вклад в кильватерный потенциал от ОИ), а уравнение (3) связывает величину потенциала с концентрацией электронов: $v = n/N_0$ – концентрация электронов, нормированная на постоянную величину N_0 ; $v_0 = n_0/N_0$ – нормированная невозмущенная концентрация электронов, образованных при ОИ лазерным импульсом (подробнее см. в [11, 12]). В этих уравнениях использованы безразмерные, сопутствующие лазерному импульсу, переменные:

$$\xi = k_{p0}(z - ct), \quad \zeta = k_{p0}z, \quad \rho = k_{p0}r_{\perp}, \quad (5)$$

где $k_{p0} = \omega_{p0}/c = (4\pi e^2 N_0/m)^{1/2}/c$ – модуль плазменного волнового вектора. Релятивистский гамма-фактор электронов, усредненный по быстрым колебаниям в электрическом поле лазерного импульса, есть $\gamma = [1 + |\mathbf{q}|^2 + |a|^2/2]^{1/2}$, где $\mathbf{q} = \mathbf{p}/(mc)$ – безразмерный импульс электронов плазмы, обусловленный движением в кильватерных полях. Потери энергии лазерного импульса на ионизацию описываются в уравнении (1) безразмерным ионизационным током G_{ion} . В уравнениях (1)–(3) пренебрегается малой продольной компонентой электрического поля лазерного импульса E_z (в силу малости параметра $(k_0 r_0)^{-1}$, где r_0 – радиус пятна лазерного импульса в фокальной плоскости).

Невозмущенная концентрация электронов n_0 и ионизационный ток G_{ion} , возникающие в процессе ионизации газа лазерным импульсом, определяются уравнениями ионизационной кинетики для концентраций \bar{N}_k ионов с кратностью ионизации k ($k = 0, 1, \dots, Z_n$, где Z_n – заряд ядра). Усредненная по периоду лазерного импульса скорость образования электронов

$$\Gamma_0 = \frac{\partial n_0}{\partial t} \equiv \sum_{k=1}^{Z_n} k \frac{\partial \bar{N}_k}{\partial t} = \sum_{k=0}^{Z_n-1} \bar{W}_k \bar{N}_k \equiv \sum_{k=0}^{Z_n-1} \Gamma_0^{(k)}. \quad (6)$$

Эта скорость определяется усредненной по периоду лазерного импульса формулой Аммосова–Делоне–Крайнова [13, 14] (см. также [15]) $\bar{W}_k(|\mathbf{E}|)$, где $|\mathbf{E}|$ – огибающая электрического поля лазерного импульса, определяемая уравнением (1).

Уравнения, описывающие процесс ионизации и усредненные по периоду лазерного излучения, могут быть записаны в виде

$$\frac{\partial D_0}{\partial t} = -\bar{W}_0 D_0, \quad (7)$$

$$\frac{\partial D_k}{\partial t} = (\bar{W}_{k-1} D_{k-1} - \bar{W}_k D_k), \quad k = 1, 2, \dots, Z_n-1, \quad (8)$$

где $D_k = \bar{N}_k/n_a$ – концентрации ионов с кратностями ионизации k , нормированные на независимую от времени концентрацию газа

$$n_a(\mathbf{r}) = \sum_{k=0}^{Z_n} N_k.$$

Решение уравнений (7), (8) позволяет определить невозмущенную кильватерными и лазерными полями концентрацию электронов n_0 , возникающих при оптической ионизации, а также скорость образования электронов Γ_0 :

$$n_0 = n_a \left[(1 - D_0) Z_n - \sum_{k=1}^{Z_n-1} (Z_n + 1 - k) D_k \right], \quad (9)$$

$$\Gamma_0 = n_a \sum_{k=0}^{Z_n-1} \bar{W}_k D_k \equiv \sum_{k=0}^{Z_n-1} \Gamma_0^{(k)}. \quad (10)$$

Уравнение (9) является законом сохранения заряда

$$n_0 = n_a \sum_{k=1}^{Z_n} k D_k,$$

в котором выполнена подстановка

$$D_{Z_n} = 1 - \sum_{k=0}^{Z_n-1} D_k,$$

позволяющая не решать уравнение для D_{Z_n} . Уравнение же (10) является уравнением (6), записанным через нормированные концентрации ионов D_k , для которых и решались уравнения (7), (8). Пространственная и временная зависимости нормированных концентраций ионов $D_k(r_{\perp}, z, t)$ определяют ионизационное состояние соответствующего иона независимо от неоднородной концентрации атомов и позволяют определить среднюю кратность ионизации газа

$$\alpha(r_{\perp}, z, t) = \sum_{k=1}^{Z_n} k D_k(r_{\perp}, z, t). \quad (11)$$

Распределения максимальной средней кратности ионизации на оси лазерного импульса $\alpha_{\text{max}} = \alpha(r_{\perp} = 0, z, t \rightarrow \infty)$ показаны ниже на рис.3–7.

При этом безразмерный ионизационный ток G_{ion} можно выразить через скорость образования электронов:

$$G_{\text{ion}} = \frac{4\pi e}{m\omega_{p0}^2 c} J_{\text{ion}} = \frac{k_{p0}}{k_0} \left[\frac{2a}{|a|^2} \sum_{k=0}^{Z_n-1} S_0^{(k)} \frac{U_k}{mc^2} - \frac{a^* S_2}{4} \right], \quad (12)$$

где

$$S_0^{(k)} = \frac{\Gamma_0^{(k)}}{N_0 \omega_{p0}}; \quad S_2 \approx 2\mu \sum_{k=0}^{Z_n-1} S_0^{(k)}$$

– нормированная вторая гармоника скорости образования электронов [16]; U_k – энергия ионизации k -го электрона.

3. Параметры расчетов

Была проведена серия расчетов в диапазоне пиковых интенсивностей лазерного излучения $(0.7-1.3) \times 10^{18}$ Вт/см², что соответствует диапазону пиковых мощностей лазерного импульса 71–133 ГВт, диапазону энергий лазерного

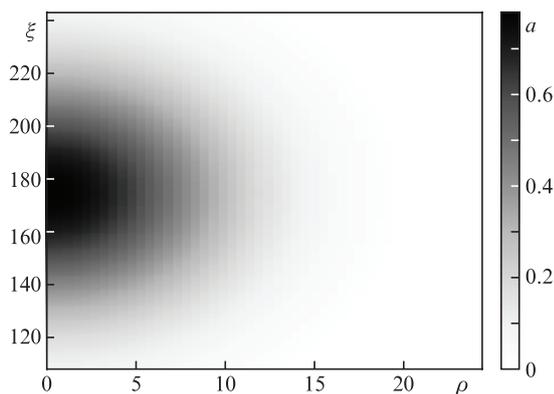


Рис.1. Пространственное распределение амплитуды поля a в фокальной плоскости; $z = 0$.

импульса 71–133 мДж и безразмерной амплитуде поля a_0 в диапазоне 0.57–0.78. Линейно поляризованный лазерный импульс с длиной волны $\lambda_0 = 0.8$ мкм имел гауссову огибающую по времени и гауссов радиальный профиль (рис.1):

$$a(\xi, \rho) = a_0 \exp \left[-2 \ln 2 \left(\frac{(\xi - \xi_0)^2}{\omega_{p0}^2 t_{\text{imp}}^2} - \frac{\rho^2}{k_{p0}^2 r_0^2} \right) \right], \quad (13)$$

где $t_{\text{imp}} = 47.3$ фс – длительность лазерного импульса (полная ширина на половине высоты интенсивности); $r_0 = 2.55$ мкм – радиус пятна в фокальной плоскости; ξ_0 – положение максимума.

Рассмотрено взаимодействие лазерного излучения с неоднородным профилем газа аргона с максимальной концентрацией, равной $4.98 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (рис.2):

$$n_a = \begin{cases} n_0 \exp[-(z_{\text{min}} - z)^2/D^2], & z < z_{\text{min}}, \\ n_0, & z_{\text{min}} \leq z \leq z_{\text{max}}, \\ n_0 \exp[-(z - z_{\text{max}})^2/D^2], & z > z_{\text{max}}, \end{cases} \quad (14)$$

где $z_{\text{min}} = 270$ мкм; $z_{\text{max}} = 770$ мкм; $D = 150$ мкм; $n_0 = 4.98 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Расчеты проводились для разных условий фокусировки лазерного импульса, а именно, при различных положениях фокальной плоскости относительно начала расчетной области, а также с учетом ионизации и в заранее восьмикратно ионизованной плазме аргона. Использовалась программа LAsEr-PLAsma ACceleration (LAPLAC) [17], модифицированная для учета оптической ионизации [11]

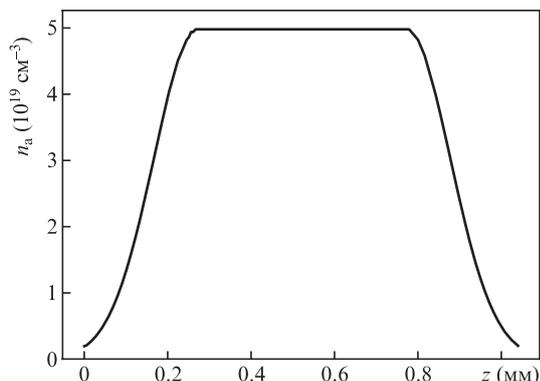


Рис.2. Нормированное пространственное распределение концентрации атомов аргона.

и основанная на сеточном методе. В наших расчетах использовалась сетка размером 0.05 по ξ , 0.02 по ρ и 20 по z .

Для удобства приведем значения некоторых безразмерных величин. Концентрация электронов нормировалась на величину $N_0 = 3.99 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$, отвечающую концентрации атомов, умноженной на восемь, что соответствует концентрации электронов на плато при восьмикратной ионизации, которая и была обнаружена в наиболее интересующих нас областях. Пространственные параметры (ξ, ζ, ρ) измеряются в единицах $k_{p0}^{-1} \approx 0.267$ мкм. Амплитуда электрического поля лазерного импульса представлена безразмерной величиной a , причем $a = 1$ примерно соответствует $E \approx 4.01 \times 10^9 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}$.

4. Результаты моделирования

Сначала рассмотрим импульс с пиковой интенсивностью, равной $1.3 \times 10^{18} \text{ Вт/см}^2$, сфокусированный в начало расчетной зоны (фокальная плоскость $z = 0$). Сравним случаи ОИ газа проходящим лазерным импульсом и выбора плазмы заранее восьмикратно ионизованного аргона (рис.3).

Видно, что в начале расчетной зоны области ($z < 0.1$ мм), где концентрация газа и, соответственно, концентрация электронов плазмы малы, динамика параметров (таких как амплитуда лазерного импульса и концентрация электронов), характеризующих лазерные импульсы и плазму, практически идентична. Однако уже на расстоянии 0.1 мм видно, что в случае оптической ионизации амплитуда лазерного импульса перестает падать и начинает расти. Это связано с тем, что в случае ОИ начинает генерироваться кильватерная волна, тогда как при таких же параметрах в заранее ионизованной плазме этого не происходит. Генерация кильватерной волны в случае ОИ обусловлена рассеянием части энергии вследствие более

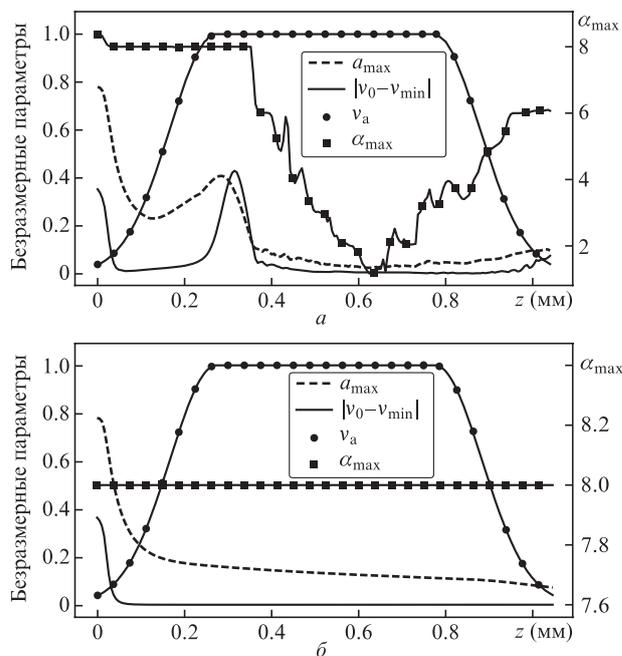


Рис.3. Распределения на оси распространения лазерного импульса максимальной безразмерной амплитуды поля лазерного импульса (a_{max}), максимальной амплитуды кильватерной волны ($|v_0 - v_{\text{min}}|$), максимальной кратности ионизации (α_{max}) и нормированной концентрации газа (v_a) в случаях ОИ (а) и заранее ионизованной плазмы (б).

сильной рефракции фронта лазерного импульса, связанной с неоднородностью профиля концентрации электронов, а также с ионизационными потерями на переднем фронте лазерного импульса. Поэтому лазерный импульс в случае ОИ приобретает очень резкий фронт, что и способствует изначальной генерации кильватерной волны (рис.4).

Видно также начало самомодуляции и, соответственно, самофокусировки лазерного импульса в образованной кильватерной волне, что способствует дальнейшему росту ее амплитуды. Заранее оговорим, что в большинстве последующих случаев самофокусировка, если она присутствует, является одновременно результатом обоих механизмов – релятивистского и пондеромоторного (их влияние при одновременном присутствии подробнее рассмотрено в работе [18]), кроме единственного случая, о котором будет сказано отдельно. Подробнее получающиеся конфигурации кильватерного поля и лазерного импульса представлены на рис.5. Видно, что края кильватерной волны немного отстают от ее центра, что создает на оси распространения лазерного импульса чередующиеся зоны повышенной и пониженной концентрации электронов относительно концентрации электронов на некотором удалении от оси, что и приводит к наблюдаемым явлениям самофокусировки и самомодуляции лазерного импульса.

Необходимую интенсивность лазерного импульса можно уменьшить, если сфокусировать его не в начало расчетной зоны, а внутрь газа. Таким образом удастся получить схожие результаты, но при вдвое меньшей интенсивности при фокусировке импульса на расстояние $\zeta = 300$ ($z = 0.08$ мм) (рис.6.а). Таким же образом был сфокусирован импульс с интенсивностью 1.0×10^{18} Вт/см² в отсутствие ОИ в заранее ионизованной плазме (рис.6.б).

Хотя мы и получаем интенсивность, достаточную для релятивистской самофокусировки в заранее ионизован-

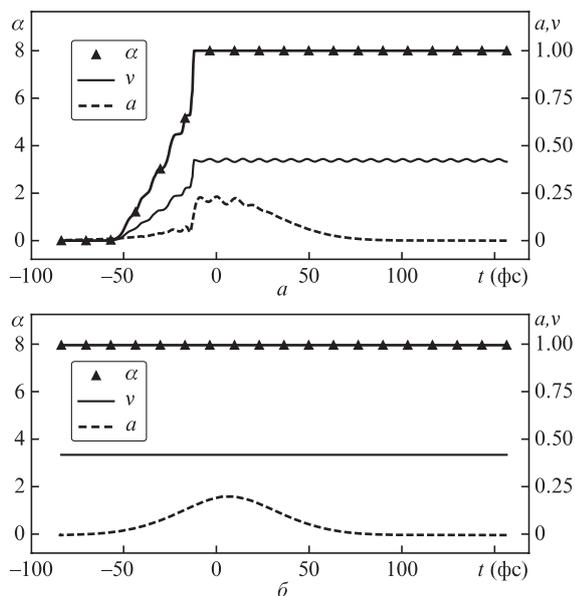


Рис.4. Сравнение зависимостей от времени огибающих лазерного импульса (a), концентрации электронов (v), а также кратностей ионизации (α) на оси лазерного пучка в случаях ОИ (а) и заранее ионизованной плазмы (б) в точке $\zeta = 500$ ($z = 133.4$ мкм). В случае ОИ явно виден резкий лазерный фронт около точки -15 фс, который способствует возникновению кильватерной волны; $t = 0$ соответствует положению, в котором находился бы максимум амплитуды лазерного импульса при распространении в вакууме.

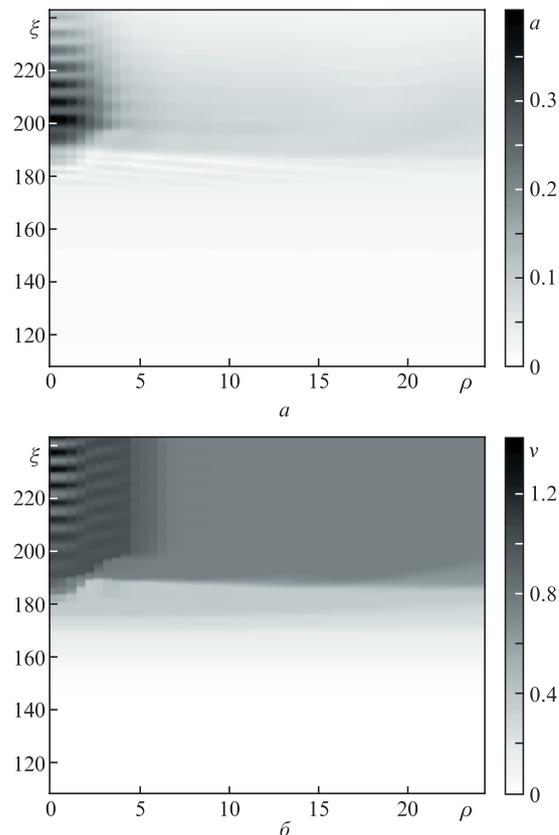


Рис.5. Двумерные распределения амплитуды лазерного импульса $a(\xi, \rho)$ (а) и концентрации электронов $v(\xi, \rho)$ (б) в точке $\zeta = 1100$ ($z = 293.5$ мкм). Явно видны зоны повышенной и пониженной концентраций электронов на оси и соответствующие зоны амплитуды лазерного импульса.

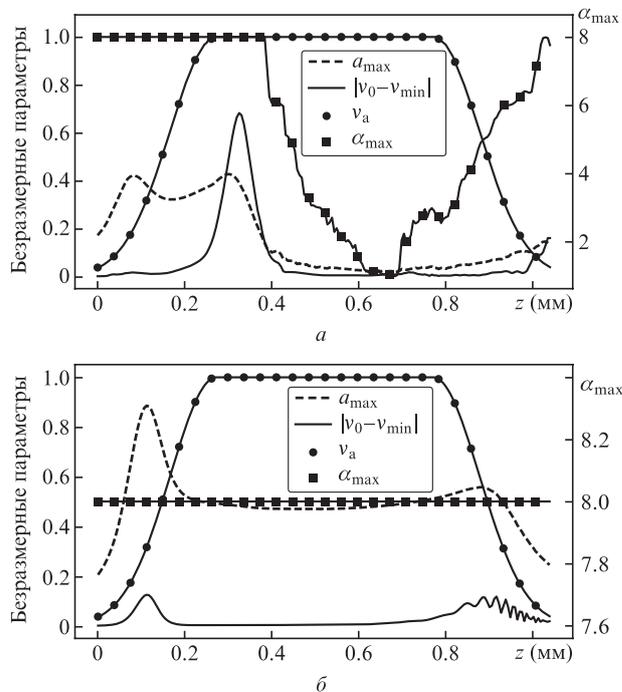


Рис.6. Распределения на оси распространения лазерного импульса максимальной безразмерной амплитуды поля лазерного импульса (a_{max}), максимальной амплитуды кильватерной волны ($|v_0 - v_{min}|$), максимальной кратности ионизации (α_{max}) и нормированной концентрации газа (v_a) в случаях ОИ (интенсивность 0.7×10^{18} Вт/см²) (а) и заранее ионизованной плазмы (1.0×10^{18} Вт/см²) (б) при фокусировке лазерных импульсов на расстояние $\zeta = 300$ ($z = 0.08$ мм).

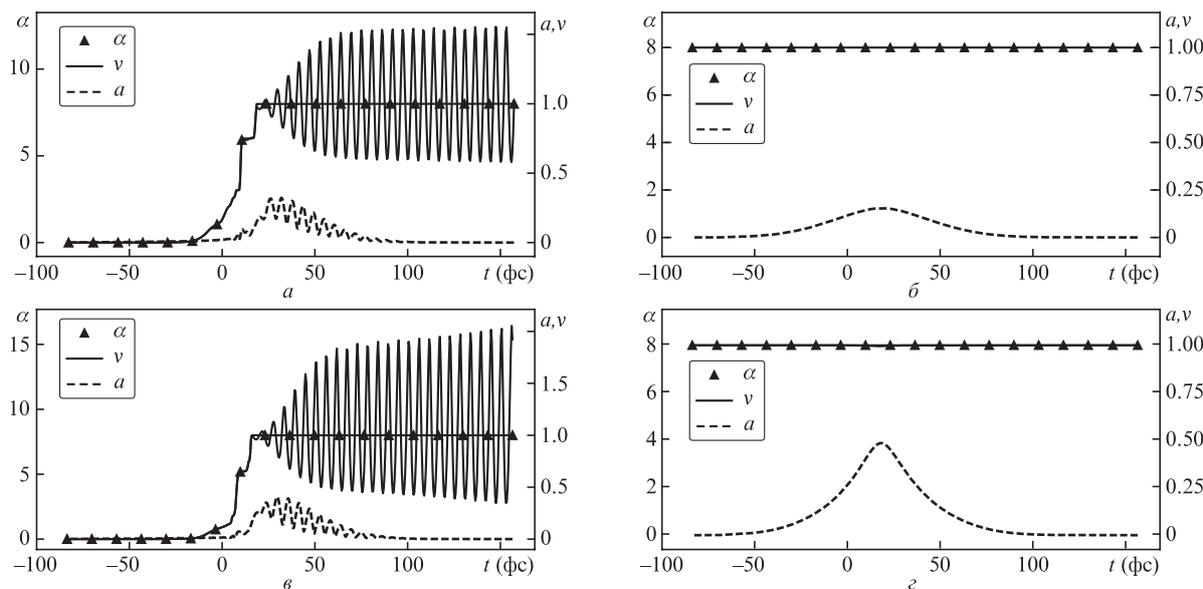


Рис.7. Сравнение зависимостей от времени амплитуд огибающих лазерного импульса (a), концентрации электронов (v), а также кратностей ионизации (α) для случаев ОИ (интенсивность 1.3×10^{18} Вт/см², фокусировка в начало расчетной области ($\zeta = 0$)) (а), заранее ионизованной плазмы (1.3×10^{18} Вт/см², фокусировка в начало расчетной области ($\zeta = 0$)) (б), ОИ (0.7×10^{18} Вт/см², фокусировка на расстояние $\zeta = 300$ ($z = 80$ мкм)) (в) и заранее ионизованной плазмы (1.0×10^{18} Вт/см², фокусировка на расстояние $\zeta = 300$ ($z = 80$ мкм)) (г) в точке $\zeta = 1200$ ($z = 330.4$ мкм).

ной плазме (рис.6,б), однако возбуждения кильватерных волн все еще не происходит, что говорит о ключевой роли процессов, имеющих место при ОИ (в частности, изменение формы лазерного импульса), в случае возбуждения кильватерной волны в заранее неионизованной плазме. Прямое сравнение всех четырех случаев в точке $\zeta = 1200$ ($z = 330.4$ мкм) приведено на рис.7. Хорошо видно, что в случае фокусировки внутрь газа даже при вдвое меньшей интенсивности кильватерная волна имеет бóльшую амплитуду, тогда как в случаях заранее ионизованной плазмы при тех же и даже бóльших интенсивностях отсутствуют хоть сколько-нибудь заметные возмущения электронной концентрации, за исключением областей вблизи фокальных плоскостей лазерного импульса. В этих случаях концентрация электронов изменяется в результате вытеснения электронов с оси пондеромоторными силами лазерного импульса без возбуждения кильватерных волн.

Одним из основных различий между заранее ионизованной плазмой и плазмой, получаемой в процессе ОИ, в случае газа из относительно тяжелых атомов является образование неоднородного профиля плазмы с максимумом на оси распространения лазерного импульса, вследствие чего получается неоднородное распределение коэффициента преломления с максимумом на оси, что способствует куда более быстрой рефракции лазерного импульса. Именно этот факт и является главным ограничением в случае ОИ в плане выбора расстояния фокусировки: при достаточно больших расстояниях лазерный пучок в результате рефракции на неоднородной концентрации электронов начнет расходиться до достижения своей фокальной плоскости. Именно по этой причине лазерные импульсы были сфокусированы относительно неглубоко, на расстояние $\zeta \approx 300$ ($z = 80$ мкм). Для примера на рис.8 сравниваются динамики амплитуд лазерных импульсов (с изначально заданными пиковыми интенсивностями в фокальной плоскости, которые при распространении в вакууме равны 0.7×10^{18} Вт/см²) в случаях фокусировки на расстояния от $\zeta = 250$ ($z \approx 66$ мкм) до $\zeta = 450$ ($z \approx 120$ мкм).

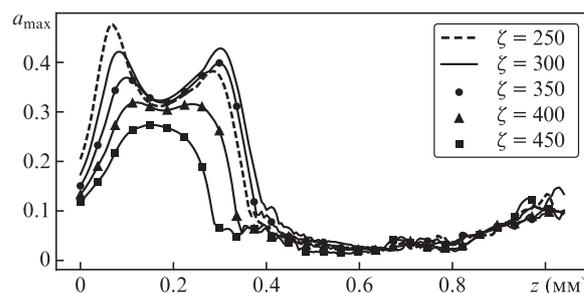


Рис.8. Распределения на оси распространения лазерного импульса амплитуды лазерного импульса a_{\max} в случае фокусировки в точки на расстояния от $\zeta = 250$ ($z = 66$ мкм) до $\zeta = 450$ ($z \approx 120$ мкм).

Наиболее эффективным расстоянием для фокусировки оказалось $\zeta = 300$ ($z = 0.08$ мм). Однако это значение очень чувствительно к изменению интенсивности лазерного импульса, а также к концентрации и профилю газа.

5. Заключение

Нами проанализирована пространственная структура кильватерных полей и исследовано влияние процессов ОИ на их генерацию. В частности, была найдена возможность генерации кильватерных волн в случае ОИ газа для параметров лазерного импульса, при которых генерация кильватерных волн в случае заранее ионизованной плазмы невозможна (см. рис.4). Следствием этого является уменьшение пороговой пиковой интенсивности лазерного импульса, при которой происходит генерация кильватерной плазменной волны в случае ОИ газа. Было установлено, что ОИ приводит к образованию резкого фронта лазерного импульса, который способствует возникновению кильватерной волны (см. рис.4,а).

С другой стороны, в случае с ОИ возникает ограничение на положение фокальной плоскости лазерного импульса, связанное с пространственной неоднородностью кратности оптической ионизации и ионизационной реф-

рацией. При использованных параметрах расчета и фокусировке на расстоянии свыше 0.08 мм от начала расчетной области лазерный импульс из-за дифракции на образовавшемся в результате ОИ неоднородном профиле электронной концентрации не может достичь критического значения интенсивности для начала самомодуляции и самофокусировки (рис.8). Вследствие этого кильватерная волна не образуется.

Таким образом, продемонстрирована возможность использования газа атомов с большим числом электронов на внешней оболочке (аргон, например) для возбуждения кильватерных волн и ускорения электронов. Главным отличием настоящей работы от выполненных ранее является использование ионизационной рефракции для создания условий возбуждения кильватерной волны в случаях, когда при прочих равных условиях ее возникновение невозможно без ОИ, а интенсивность лазерного импульса является достаточной. Для достижения максимальной эффективности рассматриваемой схемы требуется тщательный подбор положения фокусировки лазерного импульса. Возможность ускорения электронов в получаемых таким способом кильватерных волнах и их энергетического спектра в случае как внешней инжекции электронов, так и захвата фоновых электронов (самоинжекция) требует дальнейших исследований.

Работа частично поддержана Программой Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их взаимодействие с веществом», а также РФФИ (проект № 19-02-00908).

1. Gonsalves A.J., Nakamura K., Daniels J., Benedetti C., Pieronek C., de Raadt T.C.H., Steinke S., Bin J.H., Bulanov S.S., van Tilborg J., Geddes C.G.R., Schroeder C.B., Toth C., Esarey E., Swanson K.,

- Fan-Chiang L., Bagdasarov G., Bobrova N., Gasilov V., Korn G., Sasorov P., Leemans W.P. *Phys. Rev. Lett.*, **122**, 084801 (2019).
2. Emenko E.S., Kim A.V., Quiroga-Teixeiro M. *Phys. Plasmas*, **18**, 032107 (2011).
3. Andreev N.E., Veisman M.E., Cadjan M.G., Chegotov M.V. *Plasma Phys. Rep.*, **26**, 947 (2000).
4. Andreev N.E., Chegotov M.V., Veisman M.E. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **28**, 1193 (2000).
5. Андреев Н.Е., Горбунов Л.М., Кирсанов В.И., Погасова А.А., Рамазашвили Р.Р. *Письма в ЖЭТФ*, **55**, 550 (1992) [*JETP Lett.*, **55**, 571 (1992)].
6. Leemans W.P., Clayton C.E., Mori W.B., Marsh K.A., Kaw P.K., Dyson A., Joshi C., Wallace J.M. *Phys. Rev. A*, **46**, 1091 (1992).
7. Andreev N.E., Chegotov M.V., Downer M.C., Gaul E.W., Matlis N.H., Pogosova A.A., Rundquist A.R. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **28**, 1218 (2000).
8. Ho Y.-C., Hung T.-S., Yen C.-P., Chen S.-Y., Chu H.-H., Lin J.-Y., Wang J., Chou M.-C. *Phys. Plasmas*, **18**, 063102 (2011).
9. Goers A.J., Yoon S.J., Elle J.A., Hine G.A., Milchberg H.M. *Appl. Phys. Lett.*, **104**, 214105 (2014).
10. Mora P., Antonsen T.M. *Phys. Plasmas*, **4**, 217 (1997).
11. Andreev N.E., Nishida Y., Yugami N. *Phys. Rev. E*, **65**, 056407 (2002).
12. Andreev N., Chizhonkov E., Frolov A., Gorbunov L. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, **410**, 469 (1998).
13. Аммосов М.В., Делоне Н.Б., Крайнов В.П. *ЖЭТФ*, **91**, 2008 (1986) [*J. Exp. Theor. Phys.*, **64**, 1191 (1986)].
14. Andreev N.E., Veisman M.E., Goreslavskii S.P., Chegotov M.V. *Plasma Phys. Rep.*, **27**, 278 (2001).
15. Делоне Н.Б., Крайнов В.П. *УФН*, **168**, 531 (1998) [*Phys. Usp.*, **41**, 469 (1998)].
16. Andreev N., Veysman M., Cadjan M., Chegotov M. *Plasma Phys. Rep.*, **26**, 947 (2000).
17. Andreev N.E., Kuznetsov S.V. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **36**, 1765 (2008).
18. Andreev N.E., Kuznetsov S.V. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **45**, A39 (2003).