

КУМУЛЯЦИЯ ИОНОВ СФОКУСИРОВАННЫМ КОЛЬЦЕВЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

*В.А. Балакирев, А.М. Егоров, И.Н. Онищенко, А.И. Поврозин, А.П. Толстолужский
Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,
Харьков, Украина*

Исследована динамика кумуляции и ускорения дейтериевой плазмы сфокусированным кольцевым лазерным импульсом фемтосекундной длительности. Фокусировка импульса осуществляется диэлектрической линзой. Определена пространственная структура поля кольцевого лазерного импульса в окрестности фокуса линзы. Получены значения коэффициента кумуляции ионов, их энергии, размеры области кумуляции.

ВВЕДЕНИЕ

Разработка ярких компактных источников нейтронов является актуальной задачей современной ядерной физики. Такие источники могут быть использованы в спектроскопии кристаллических материалов, для инициирования ядерных реакций, получения изотопов и ряда других приложений.

В работе [1] предложен метод получения нейтронов, основанный на эффекте кумуляции ионов плотной плазмы под воздействием кольцевого лазерного импульса. Суть предложенного метода заключается в следующем. Под воздействием пндомоторной силы на электроны в плазме происходит разделение зарядов в радиальном направлении. Возникшее при этом электрическое поле пространственного заряда придает ионам плазмы (например, дейтронам) радиальный импульс, направленный к оси системы. Сильное увеличение плотности ионов в приосевой области и их ускорение вызывает термоядерную вспышку и, соответственно, интенсивный поток нейтронов.

В настоящей работе теоретически исследован эффект кумуляции и ускорения ионов кольцевым лазерным импульсом, фокусируемым линзой. Работа состоит из двух разделов. В первом разделе исследован процесс фокусировки кольцевого лазерного импульса фемтосекундного диапазона длительности двояковыпуклой линзой. Показано, что в окрестности фокальной плоскости в результате дифракционной расходимости кольцевого волнового пучка происходит его преобразование в импульс с приблизительно гауссовским распределением интенсивности в поперечном сечении. Такая сложная структура волнового пучка лазерного импульса приводит к целому ряду особенностей процесса радиальной кумуляции и ускорения ионов, фокусируемым лазерным импульсом.

Изучению динамики кумуляции ионов сфокусированным линзой кольцевым лазерным импульсом посвящен второй раздел. Определена степень кумуляции ионов в приосевой области и их энергия.

1. ФОКУСИРОВКА КОЛЬЦЕВОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЛИНЗОЙ

На тонкую двояковыпуклую линзу с диэлектрической проницаемостью материала ϵ падает лазер-

ный импульс. Будем описывать электромагнитное поле импульса скалярной функцией $u(x, y, z, t)$, которая может быть одной из компонент электромагнитного поля. Непосредственно перед линзой функцию u представим в виде

$$u(x_0, y_0, z = 0, t) = u_0 \Psi(t) \Phi(x_0, y_0), \quad (1.1)$$

где $\Psi(t) = F(t/t_L) \cos \omega_0 t$ – описывает зависимость поля лазерного импульса от времени, функция $F(t/t_L)$ – огибающая лазерного импульса, ω_0 – несущая частота, t_L – характерная длительность импульса, $\Phi(x_0, y_0)$ – функция, описывающая распределение поля в поперечном сечении перед линзой.

На языке Фурье-компонент поля вместо (1.1) имеем

$$u_\omega(x_0, y_0, 0) = u_0 \hat{\Psi}(\omega) \Phi(x_0, y_0),$$

где

$$\hat{\Psi}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} F(t/t_L) \cos(\omega_0 t) e^{i\omega t} dt, \quad (1.2)$$

а

$$u(x_0, y_0, 0, t) = u_0 \Phi(x_0, y_0) \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{\Psi}(\omega) e^{-i\omega t} d\omega. \quad (1.3)$$

Будем рассматривать тонкую сферическую линзу как фазовый корректор [3]. Тогда поле за линзой можно представить в виде

$$u_\omega(x_0, y_0, d) = \hat{T} u_\omega(x_0, y_0, 0),$$

где $\hat{T} = e^{ik_0 n d - i \frac{k_0}{2f} r_0^2}$, $r_0 = \sqrt{x_0^2 + y_0^2}$, d – максимальная толщина линзы, $n = \sqrt{\epsilon}$, $k_0 = \omega/c$, c – скорость света, f – фокусное расстояние линзы.

Поле во всем пространстве за линзой можно выразить через функцию Грина.

$$u_\omega(x, y, z) = \int_S dx_0 dy_0 u_\omega(x_0, y_0, d) G_\omega(x - x_0, y - y_0, z). \quad (1.4)$$

$$\text{Здесь } G_\omega(x - x_0, y - y_0, z) = \frac{k_0}{2\pi i z} e^{ik_0 z + i \frac{k_0}{2z} [(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2]}$$

– функция Грина параболического уравнения [3]. После перехода в цилиндрическую систему координат получим

$$u_\omega = u_0 \frac{k_0}{iz} \hat{\Psi}(\omega) e^{ik_0(z+nd)+ik_0 \frac{r^2}{2z}} \int_0^a r_0 dr_0 \Phi(r_0) J_0\left(\frac{k_0 r r_0}{z}\right) e^{i \frac{k_0 r_0^2}{2z}}, \quad (1.5)$$

где a – радиус линзы, $\frac{1}{\zeta} = \frac{1}{z} - \frac{1}{f}$.

Соответственно для поля лазерного импульса находим следующее выражение

$$u(r, z, t) = \frac{u_0}{2\pi i c z} \int_{-\infty}^{\infty} \omega d\omega \widehat{\Psi}(\omega) e^{-i\omega t} \int_0^a r_0 dr_0 \Phi(r_0) J_0\left(\frac{k_0 r r_0}{z}\right) e^{\frac{i k_0 r_0^2}{2\zeta}},$$

$T = t - \frac{1}{c}(z + nd) - \frac{r^2}{2zc}$. Для импульса с гауссовской огибающей $F(t/t_L) = \exp(-t^2/t_L^2)$ имеем

$$\widehat{\Psi}(\omega) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} t_L \left[e^{-\frac{1}{4}(\omega - \omega_0)^2 t_L^2} + e^{-\frac{1}{4}(\omega + \omega_0)^2 t_L^2} \right].$$

Рассмотрим следующий модельный поперечный профиль кольцевого лазерного импульса

$$\Phi(r_0) = e^{-r_0^2/r_1^2} - e^{-r_0^2/r_2^2}, \quad r_1 > r_2.$$

Эта функция обращается в ноль при $r=0$ и достигает максимального значения в точке

$$r_{\max} = r_2 \sqrt{\frac{\ln(1/s^2)}{1-s^2}}, \quad s = r_2/r_1.$$

Краевыми эффектами, обусловленными конечностью апертуры линзы, можно пренебречь, когда $a \gg r_1$. В этом предельном случае в интеграле, входящем в (1.5), верхний предел можно заменить на бесконечность. В результате получим табличный интеграл, вычисление которого дает следующее выражение для поля лазерного импульса

$$u(r, z, t) = \frac{u_0}{4\pi i c z} \int_{-\infty}^{\infty} \omega d\omega \widehat{\Psi}(\omega) B(\omega, r, z) e^{-i\omega t}, \quad (1.6)$$

где

$$B(\omega, r, z) = \frac{r_1^2}{1 - i l_1 / \zeta} e^{-\frac{l_1^2 r^2}{z^2 r_1^2} - \frac{1}{1 - i l_1 / \zeta}} - \frac{r_2^2}{1 - i l_2 / \zeta} e^{-\frac{l_2^2 r^2}{z^2 r_2^2} - \frac{1}{1 - i l_2 / \zeta}},$$

$$l_{1,2} = k_0 r_{1,2}^2 / 2.$$

Исследуем выражение для поля лазерного импульса. Прежде всего отметим, что для случая фокальной плоскости $z=f$ интеграл (1.6) вычисляется точно. Соответственно для поля импульса имеем следующее выражение

$$u(z=f, r, t) = \frac{u_0}{\omega_0} \frac{d}{dt} \left[\frac{l_1 t_L}{f \tau_1} e^{-\frac{l_1^2 r^2}{f^2 \tau_1^2} - \frac{1}{\tau_1^2}} \cos(\omega_0 T \frac{t_L}{\tau_1}) - \frac{l_2 t_L}{f \tau_2} e^{-\frac{l_2^2 r^2}{f^2 \tau_2^2} - \frac{1}{\tau_2^2}} \cos(\omega_0 T \frac{t_L}{\tau_2}) \right]. \quad (1.7)$$

Здесь $\tau_{1,2}^2 = t_L^2 + r^2 r_{1,2}^2 / c^2 f^2$.

В приосевой области $t_L c f / r_1 \gg r$ выражение для поля импульса (1.7) упрощается. В результате для усредненной по несущей частоте интенсивности $I = \langle u^2 \rangle$ находим

$$I = I_0 e^{-\frac{2r^2}{t_L^2}} F(r),$$

$$F(r) = \left(\frac{l_1}{f} e^{-\frac{l_1^2 r^2}{f^2 \tau_1^2}} - \frac{l_2}{f} e^{-\frac{l_2^2 r^2}{f^2 \tau_2^2}} \right)^2. \quad (1.8)$$

Функция $I(r)$ имеет два максимума в точках

$$r_{\max 1} = 0, \quad I(0) = I_0 \frac{l_1^2}{f^2} (1-s^2)^2,$$

$$r_{\max 2} = \sqrt{2} r_*, \quad r_* = \frac{2f}{k_0 r_1} \sqrt{\frac{\ln(1/s^2)}{1-s^2}}, \quad I(r_{\max 2}) = I_0 \frac{l_1^2}{f^2} s^{-4} e^{-4 \frac{\ln(1/s^2)}{1-s^2}}$$

и минимум в точке

$$r_{\min} = r_*, \quad I(r_{\min}) = 0.$$

Отношение максимальных значений интенсивности равно

$$\frac{I(0)}{I(r_{\max 2})} = s^4 e^{4 \frac{\ln(1/s^2)}{1-s^2}} \gg 1.$$

Значение интенсивности в первом максимуме всегда превышает интенсивность второго максимума. Таким образом, первоначально кольцевой лазерный импульс в фокальной плоскости преобразуется в сплошной импульс.

Для квазимонохроматического лазерного импульса

$$\omega_0 t_L \gg 1 \quad (1.9)$$

интеграл (1.6) можно вычислить приближенно, и таким образом найти распределение поля импульса во всем пространстве. Для этого преобразуем интеграл (1.6) к виду

$$u = \frac{u_0}{4\pi c z} \frac{dS}{dt},$$

$$S = \frac{\sqrt{\pi}}{2} t_L \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega T - \frac{1}{4}\omega^2 t_L^2} Q(\omega, r, z, t) d\omega, \quad (1.10)$$

$$Q(\omega, r, z, t) = e^{-i\omega_0 T} B(\omega + \omega_0, r, z) + e^{i\omega_0 T} B^*(\omega + \omega_0, r, z).$$

Основной вклад в интеграл (1.10) дает окрестность точки $\omega = 0$. Приближенное вычисление интеграла в этом предельном случае дает следующий результат

$$S(r, z, t) = \pi Q(0, r, z, t) = e^{-i\omega_0 T} B(\omega_0, r, z) + e^{i\omega_0 T} B^*(\omega_0, r, z).$$

В предельном случае (1.9) для интенсивности лазерного импульса имеем следующее выражение

$$I(r, z, t) = I_0 e^{-2T^2/t_L^2} F(r, z), \quad (1.11)$$

$$F(r, z) = \left\{ \left(1 + \frac{l_1^2}{\zeta^2}\right) R_1^2 + \left(1 + \frac{l_2^2}{\zeta^2}\right) R_2^2 - 2R_1 R_2 \left[\left(1 + \frac{l_1}{\zeta} \frac{l_2}{\zeta}\right) \cos(\theta_1 - \theta_2) + \left(\frac{l_1}{\zeta} + \frac{l_2}{\zeta}\right) \sin(\theta_1 - \theta_2) \right] \right\},$$

$$R_\alpha = \frac{l_\alpha}{z} \frac{1}{1 + l_\alpha^2 / \zeta^2} e^{-\frac{\rho_\alpha^2}{1 + l_\alpha^2 / \zeta^2}}, \quad \rho_\alpha = \frac{l_\alpha}{z} \frac{r}{r_\alpha},$$

$$\theta_\alpha = \rho_\alpha^2 \frac{l_\alpha / \zeta}{1 + l_\alpha^2 / \zeta^2}. \quad \alpha = 1, 2.$$

Для фокальной плоскости $z=f$ из выражения (1.11) следует (1.8). Исследуем полученное выражение в ряде предельных случаев. Прежде всего, приведем распределение интенсивности лазерного импульса вдоль оси системы $r=0$.

$$I = I_0 e^{-2T^2/t_L^2} \frac{z^2 (l_1 - l_2)^2}{(z^2 + l_1^2 \Delta z^2 / f^2)(z^2 + l_2^2 \Delta z^2 / f^2)}, \quad (1.12)$$

$\Delta z = f - z$. Интенсивность на оси возрастает и достигает максимального значения в фокусе $z = f$.

Вдали от фокуса

$$|\Delta z| \gg 2zf / k_0 r_2^2 \quad (1.13)$$

распределение интенсивности в пространстве описывается выражением

$$I(r, z, t) = I_0 e^{-2T^2/t_i^2} F(r, z),$$

$$F(r, z) = \frac{f^2}{\Delta z^2} \left(e^{\frac{r^2 f^2}{r_1^2 \Delta z^2}} - e^{\frac{r^2 f^2}{r_2^2 \Delta z^2}} \right)^2. \quad (1.14)$$

В области пространства (1.13) фокусировка импульса происходит с сохранением первоначальной кольцевой конфигурации. Радиус кольцевого импульса уменьшается при приближении к фокусу по закону

$$r_{\max} = |\Delta z| \frac{r_2}{f} \sqrt{\frac{\ln(1/s^2)}{1-s^2}}.$$

Отметим, что поток энергии лазерного импульса в процессе его фокусировки сохраняется

$$\int_0^\infty r dr I(r, z, t) = \int_0^\infty r dr I(r, z = 0, t).$$

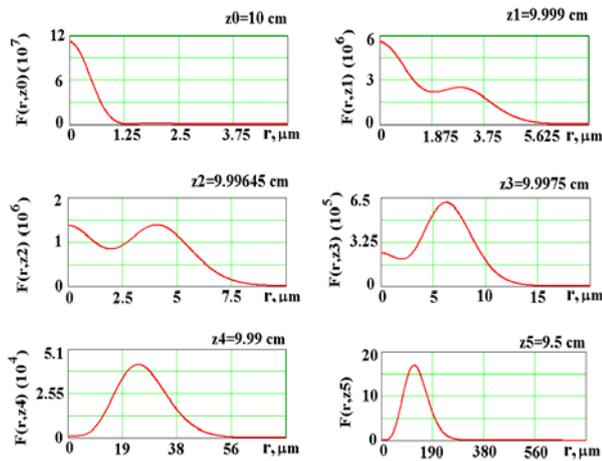


Рис.1. Радиальные профили лазерного импульса

На Рис.1 представлены радиальные профили лазерного импульса $F(r, z)$ на различных расстояниях от фокуса, рассчитанные по формуле (1.11). Численные расчеты проводились для линзы с фокусным расстоянием $f = 10$ см, лазерным импульсом с длиной волны $\lambda = 1.05$ мкм и геометрическими параметрами $r_1 = 3$ см, $r_2 = 2$ см. На линзе ($z = 0$) радиус кольцевого лазерного импульса равен $r_{\max} = 2,4$ см. На больших расстояниях от фокуса (Рис.1, z_4, z_5) в соответствии с формулой (1.14) импульс имеет кольцевую поперечную структуру. С приближением к фокусу усиливается дифракционная диффузия кольцевого импульса и он постепенно преобразуется в сплошной импульс. В фокальной плоскости $z = f$ (Рис.1, z_0) в приосевой области в соответствии с формулой (1.8) поперечный профиль импульса имеет вид, подобный гауссовскому.

На Рис.2 изображены зависимости интенсивности от продольной координаты для различных значений радиусов. В приосевой области (Рис.2, r_0, r_1) в

фокусе интенсивность сильно возрастает. С удалением от оси в фокальной плоскости формируется минимум интенсивности (Рис.2, r_2, r_3). Кривая зависимости интенсивности от продольной координаты является двугорбой. При больших значениях радиуса (Рис.2, r_4, r_5) в области фокуса интенсивность практически обращается в ноль.

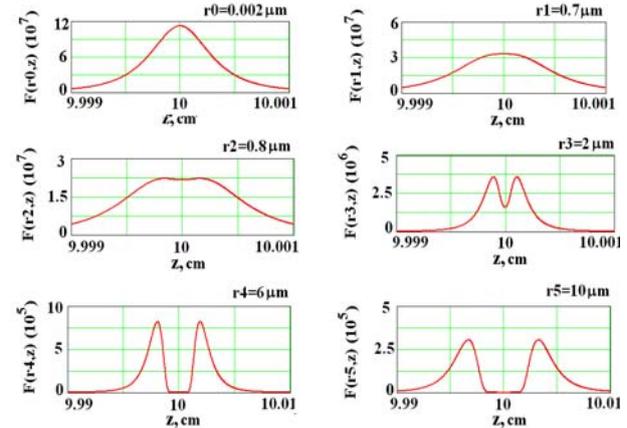


Рис.2. Зависимости интенсивности от продольной координаты

2. КУМУЛЯЦИЯ ИОНОВ КОЛЬЦЕВЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

Рассмотрим процесс кумуляции ионов сфокусированным лазерным импульсом в однородном цилиндрическом плазменном столбе, расположенном симметрично относительно фокуса линзы. Оси плазмы и линзы совпадают.

В предыдущем разделе показано, что лазерный импульс сохраняет в области фокуса свою первоначальную кольцевую форму на расстояниях от фокуса $|\Delta z| \gg f^2 \lambda / (\pi r_2^2)$. Для приведенных параметров линзы и лазерного импульса это неравенство эквивалентно $|\Delta z| \gg 6$ мкм. В этой области поперечная структура лазерного импульса наиболее благоприятна для приосевой кумуляции ионов. Непосредственно вблизи фокуса максимум интенсивности излучения находится на оси, поэтому на электроны и, соответственно, ионы плазмы будет действовать дефокусирующая сила, вытесняющая плазму от оси к периферии.

Со стороны лазерного импульса на электроны плазмы будет действовать ponderomotorная сила

$$\vec{F}_p = -mc^2 \nabla \Phi_p,$$

где m – масса электронов, $\Phi_p = \sqrt{1+a^2/2}$ – ponderomotorный потенциал, $a^2 = e^2 I / (mc\omega)^2$. Численное значение безразмерной величины a можно записать следующим образом:

$$a = 0.85 \cdot 10^{-9} \lambda(\text{мкм}) \sqrt{I(\text{Вт} / \text{см}^2)}.$$

Под действием ponderomotorной силы в плазме произойдет смещение электронов относительно ионов. В результате в плазме возникнет поляризационное электрическое поле \vec{E} . Уравнение движения для электронов плазмы имеет вид:

$$\frac{d\vec{p}_e}{dt} = -e\vec{E} - mc^2 \nabla \Phi_p,$$

где \vec{p}_e – импульс электронов. В свою очередь, в электрическом поле пространственного заряда придут в движение и ионы. Для ионов имеем следующее уравнение движения

$$M \frac{d\vec{v}_i}{dt} = e\vec{E},$$

M – масса иона, \vec{v}_i – их скорость. Электроны плазмы будут находиться в состоянии равновесия при значении поляризованного электрического поля

$$\vec{E} = -\frac{mc^2}{e} \nabla \Phi_p.$$

Соответственно уравнение движения для ионов в этом приближении имеет вид [1]

$$\frac{d\vec{v}_i}{dt} = -\frac{m}{M} c^2 \nabla \sqrt{1 + a^2/2}. \quad (2.1)$$

Таким образом, лазерный импульс воздействует на ионы плазмы посредством поля пространственного заряда, возникающего в результате разделения зарядов в плазме.

Принимая во внимание, что лазерный импульс действует на ионы в течение очень короткого промежутка времени, можно пренебречь смещением ионов. В этом приближении ионы приобретают конечную скорость, а затем движутся по инерции равномерно и прямолинейно. Интегрируя уравнение движения по времени воздействия лазерного импульса, найдем скорость, приобретенную ионами после прохождения импульса [2]

$$v_{ir} = -\frac{m}{2M} c^2 \sqrt{\frac{\pi}{2}} t_L a_0^2 \frac{\partial F(r_0, z_0)}{\partial r_0},$$

$$v_{iz} = -\frac{m}{2M} c^2 \sqrt{\frac{\pi}{2}} t_L a_0^2 \frac{\partial F(r_0, z_0)}{\partial z_0}, \quad (2.2)$$

r_0, z_0 – начальные значения координат ионов. Эти соотношения для компонент скорости получены для сравнительно низкой интенсивности $a^2/2 \ll 1$. В обратном предельном случае $a^2/2 \gg 1$ вместо (2.2) имеем

$$v_{ir} = -\frac{m}{M} c^2 \sqrt{\frac{\pi}{2}} t_L a_0 \frac{\partial \sqrt{F(r_0, z_0)}}{\partial r_0},$$

$$v_{iz} = -\frac{m}{M} c^2 \sqrt{\frac{\pi}{2}} t_L a_0 \frac{\partial \sqrt{F(r_0, z_0)}}{\partial z_0}. \quad (2.3)$$

Процесс кумуляции и ускорения ионов дейтерия сфокусированным кольцевым лазерным импульсом был исследован численными методами путем решения уравнения движения ионов (2.1). На Рис.3 ($\tau = 0$) изображена расчетная область плазмы. Левая граница области находится на расстоянии 39 мкм от фокуса, длина области 13 мкм, её радиус 12.7 мкм, ионы размещались в расчетной области по случайному закону. Общее число ионов было выбрано равным $N_i = 2.3 \cdot 10^5$. Каждая красная и синяя точки на рисунке соответствуют начальным положениям ионов. Параметры лазерного импульса следующие: длина волны $\lambda = 1.05$ мкм, длительность импульса $t_L = 400$ фс, $r_1 = 3$ см, $r_2 = 2$ см. Максимальная плотность мощности лазерного излучения на входной

границе плазмы составляет $I_{\max} = 1.2 \cdot 10^{19}$ Вт/см². Силовой параметр лазерного импульса при этом равен $a \approx 4.7$.

На Рис.3 изображены плоскости r, z ионов в различные моменты безразмерного времени $\tau = t/t_L$.

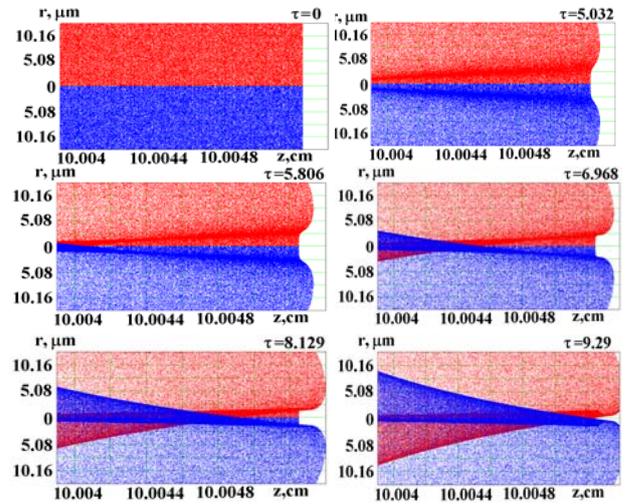


Рис.3. Плоскости r, z для ионов в различные моменты времени

Вначале в плазме формируется тонкое уплотнение (оболочка) конической конфигурации, которое распространяется к оси системы и достигает ось в момент времени $\tau = 5.806$ в окрестности левой границы плазмы, где лазерный импульс наиболее сфокусирован. Радиальный размер области кумуляции составляет менее микрона. Далее, ионы, достигшие оси, начинают в радиальном направлении разлетаться, а область кумуляции распространяется вглубь плазмы. Другими словами, расходимость (сходимость) лазерного импульса приводит к формированию в плазме волны кумуляции, которая перемещается в продольном направлении уменьшения интенсивности поля. По мере распространения этой волны её скорость уменьшается. Объясняется это, во-первых, уменьшением радиальной скорости ионов с удалением от левой границы плазмы, а во-вторых, увеличением радиуса оболочки. Следует заметить, что продольное движение ионов очень медленное и оно практически не оказывает влияния на радиальную кумуляцию.

На Рис.4 изображены зависимости коэффициента кумуляции от координат $K(r, z)$ в различные моменты времени. Коэффициент кумуляции определен как отношение плотности ионов в текущий момент времени в данной точке к начальной плотности. Из этого рисунка видно, что область эффективной кумуляции в полном соответствии с предыдущим рисунком перемещается вглубь плазмы. При этом пиковое значение коэффициента кумуляции растет по мере распространения вглубь плазмы волны кумуляции. Это связано с тем, что радиус кольцевого лазерного импульса возрастает, а следовательно, увеличивается число ионов, вовлеченных в процесс кумуляции ионной оболочки. Что касается энергии ионов (Рис.5) в области кумуляции, то она непрерывно уменьшается.

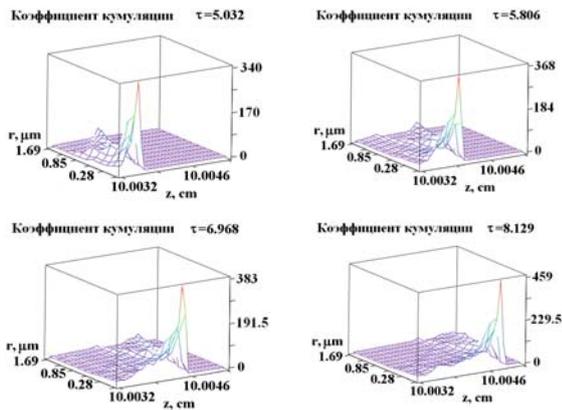


Рис.4. Распределение коэффициента кумуляции ионов в плоскости r, z в различные моменты времени

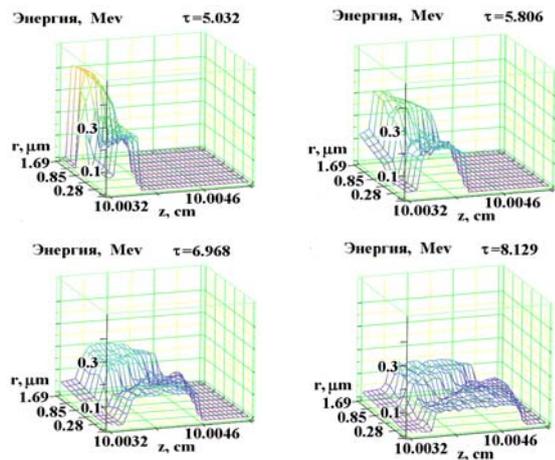


Рис.5. Распределение энергии ионов в плоскости r, z в различные моменты времени

Так, если в момент времени $\tau = 5.032$ максимальное значение энергии ионов равно примерно 230 кэВ при значении коэффициента кумуляции $K = 340$, то уже в момент времени $\tau = 8.129$ энергия ионов падает до значения 100 кэВ при росте коэффициента кумуляции до значения $K = 460$. Как следует из соотношений (2.2), (2.3), радиальная скорость ионов, а следовательно, и энергия пропорциональны действующей на них силе. Поскольку за фокусом линзы радиус кольцевого импульса быстро увеличивается, то радиальная сила и, как следствие, энергия ускоренных ионов уменьшаются.

CUMULATION OF IONS BY THE FOCUSED RING LASER PULSE

V.A. Balakirev, A.M. Yegorov, I.N. Onishchenko, A.I. Povrozin, A.P. Tolstoluzhsky

The cumulation dynamics of deuterium plasma by the focused ring laser pulse of the fs duration is investigated. Focusing of the laser pulse is realized by the thin dielectric lens. Space structure of the laser pulse field is determined. Coefficients of the cumulation of the ions, its energy, dimensions of the region cumulation are obtained.

КУМУЛЯЦІЯ ІОНІВ СФОКУСОВАНИМ КІЛЬЦЕВИМ ЛАЗЕРНИМ ІМПУЛЬСОМ

V.A. Балакіреєв, О.М. Єгоров, І.Н. Оніщенко, А.І. Поврозін, О.П. Толстолужський

Досліджена динаміка кумуляції і прискорення дейтерієвої плазми сфокусованим кільцевим лазерним імпульсом фемтосекундної тривалості. Фокусування лазерного імпульсу здійснюється діелектричною лінзою. Визначена просторова структура поля лазерного імпульсу навколо фокусу лінзи. Отримані значення коефіцієнту кумуляції іонів, їх енергії, розміри області кумуляції.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследован процесс кумуляции и ускорения ионов дейтерия сфокусированным кольцевым лазерным импульсом фемтосекундной длительности. Фокусировка осуществляется двояковыпуклой диэлектрической линзой. Путем решения соответствующей квазиоптической задачи получено распределение интенсивности в пространстве за линзой. Показано, что по мере приближения импульса к фокусу линзы кольцевой лазерный импульс преобразуется в импульс с поперечным профилем, близким к гауссовскому. Определена область эффективной кумуляции ионов.

Представлены результаты численного моделирования процесса кумуляции ионов в плазме, расположенной вблизи фокуса линзы. Расходимость (сходимость) сфокусированного лазерного импульса приводит к формированию в плазме волны кумуляции, распространяющейся в направлении уменьшения интенсивности импульса.

Коэффициент кумуляции растет по мере распространения волны кумуляции вглубь плазмы, а максимальная энергия ионов в области кумуляции убывает. Полученные значения коэффициента кумуляции и энергии ионов дают основания для разработки компактных источников нейтронов на основе реакции термоядерного синтеза в области эффективной кумуляции ионов. Особенностью предлагаемого источника нейтронов является перемещение области генерации нейтронов в объеме плазмы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.С. Саркисов, В.Ю. Быченков, В.Т. Тихончук. Цилиндрическая кумуляция быстрых ионов в кольцевом фокусе мощного субпикосекундного лазера // *Письма в ЖТФ*. 1999, т.69, в.1, с.20-25.
2. В.А. Балакирев, А.Н. Довбня, А.М. Егоров и др. Кумуляция и ускорение ионов тераваттным фемтосекундным лазерным импульсом // *ВАНТ. Серия «Ядерно-физические исследования»* (42). 2004, №1, с.41-44.
3. Б.З. Кацененбаум. *Высокочастотная электродинамика*. М.: «Наука», 1966.

Статья поступила в редакцию 23.10.2007 г.