

УДК 533.95

ФОРМИРОВАНИЕ ПОТОКОВ ИОНОВ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ АЗИМУТАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫМИ МАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ

© 2022 г. Е. Д. Вовченко^а, *, О. В. Дерябочкин^а, К. И. Козловский^а,
А. П. Мелехов^а, С. М. Полозов^а, А. Е. Шиканов^а

^аНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, 115409 Россия

*E-mail: edvovchenko@mail.ru

Поступила в редакцию 19.07.2021 г.

После доработки 09.08.2021 г.

Принята к публикации 14.08.2021 г.

Исследовано формирование потоков ионов лазерной плазмы аксиально-симметричными магнитными полями. Разработан алгоритм формирования потока ионов и проведен компьютерный эксперимент. В результате компьютерного и физического экспериментов показана возможность получения ионных пакетов на выходе лазерно-плазменного источника ионов с длительностью превышающей несколько микросекунд, содержащих более $\sim 10^{12}$ частиц на пролетном расстоянии около двух метров.

Ключевые слова: потоки ионов, лазерная плазма, магнитное поле

DOI: 10.56304/S2079562922010419

В настоящее время в результате усовершенствования лазерной техники получили широкое развитие различные перспективные технологии с использованием лазерной плазмы [1, 2]. К ним относятся масс-спектрометрический элементный анализ состава вещества [1–3], инерциальный термоядерный синтез [1, 4], генерация нейтронов и мягких рентгеновских квантов [1, 5, 6], осаждение тонкопленочных покрытий [1, 7], физическое моделирование взрывных процессов [1, 8], инжектирование ионов в ускорители заряженных частиц [1, 9–11].

Данная работа посвящена вопросам повышения эффективности лазерно-плазменного инжектора резонансного линейного ускорителя ионов (ЛУИ) типа ПОКФ [12] в части увеличения длительности импульса ионного тока за счет удлинения пространства дрейфа ионов и воздействия на плазменный поток продольным магнитным полем определенной конфигурации. Эти мероприятия позволяют увеличить коэффициент захвата ионов в режим ускорения. В статье изложены результаты соответствующего компьютерного и экспериментального моделирования условий формирования плазменного потока в подобной системе инжекции.

На рис. 1 представлена схема экспериментальной установки, на которой осуществлялось физическое моделирование и исследование процессов

в лазерно-плазменном источнике ионов (ЛПИИ) при воздействии на поток заряженных частиц азимутально-симметричным магнитным полем с заданным пространственным распределением вектора индукции.

Образование плазмы в ЛПИИ осуществлялось при взаимодействии импульса сфокусированного лазерного излучения на поверхность твердой мишени, содержащей элемент, ионы которого необходимо получить на выходе плазменного источника. Плазма образовывалась при плотности потока лазерного излучения $q \sim (10^{14} - 10^{16})$ Вт/м². В экспериментах использовался твердотельный лазер на гранате, активированном неодимом, генерирующий импульс излучения с длиной волны 1.06 мкм, энергией $E_{\text{л}} \sim 0.1 - 1$ Дж и длительностью $\tau_{\text{л}} \sim 10$ нс. Оптическая система позволяла фокусировать излучение в пятно с радиусом, выбираемым в диапазоне $a = (2 - 5) \times 10^{-4}$ м и определяющим начальный размер плазменного образования.

За время работы лазера плазма разогревалась, (см. [1]) до температуры

$$\theta_0 \approx 10^{-6} q^{4/9} [\text{эВ}]. \quad (1)$$

Примерно 70% энергии лазерной вспышки переходит в кинетическую $E_{\text{к}}$ и тепловую $E_{\text{т}}$ энергии плазмы, сумма которых составляет величину:

$$E = E_{\text{к}} + E_{\text{т}} \approx 0.7 E_{\text{л}}. \quad (2)$$

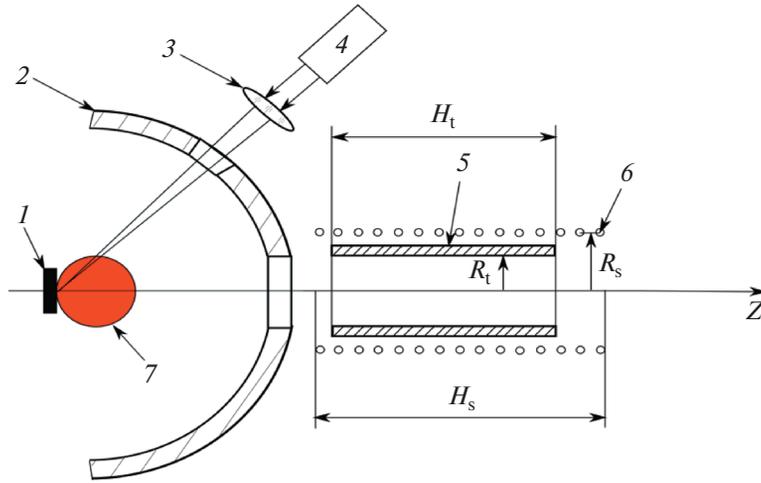


Рис. 1. Схема ЛПИИ: 1 – плазмообразующая мишень, 2 – корпус вакуумной камеры, 3 – фокусирующая линза, 4 – импульсный лазер, 5 – трубка дрейфа, 6 – соленоид, 7 – лазерная плазма.

Для простоты будем рассматривать случай образования плазмы на мишенях, состоящих из одного элемента. В проведенном нами эксперименте использовалась мишень из бериллия.

К моменту десятикратного расширения лазерной плазмы от начального размера в ней практически прекращаются столкновительные процессы и происходит “закалка ионизационного состояния” [1, 3], при которой осуществляется формирование распределения ионов по различным зарядностям Z , определяемого функцией

$$k(Z) = \frac{N(Z)}{N_0} < 0.1$$

(коэффициентом закалки ионизационного состояния ионов на уровне зарядности Z), где $N(Z)$ – число ионов с зарядностью Z в плазме на стадии закалки, N_0 – полное число ионов на стадии полного разогрева плазмы.

Следуя работам [1, 6], будем считать процесс расширения плазмы близким к адиабатическому с показателем $\gamma = 5/3$, полагая в соответствии с монографиями [3, 13], выполнение следующих связей между энергетическими характеристиками плазменного сгустка

$$E_K \approx \frac{4\gamma}{(\gamma-1)^2} E_T \approx \frac{15}{16} E, \quad E_T \approx E - E_K \approx \frac{E}{16}. \quad (3)$$

На стадии полного разогрева каждая частица плазмы имеет энергию $e\theta_0/2$ [Дж], где e – элементарный электрический заряд. Тогда, используя соотношения (2), (3), получаем связь начального числа ионов N_0 в полностью ионизованной плазме с энергией лазерного импульса:

$$E_L = \frac{E}{0.7} \approx 5.5 \times 10^{-18} (Z_0 + 1) N_0 \theta_0,$$

где Z_0 – порядковый номер элемента, составляющего мишень. Из этой формулы, с учетом (1), вытекает следующее выражение для числа ионов с зарядностью Z в плазме на стадии закалки ее ионизационного состояния:

$$N(Z) \approx 3 \times 10^{23} \frac{k(Z)}{Z_0 + 1} E_L^{5/9} \tau_L^{4/9} a^{8/9}. \quad (4)$$

Сделанные в соответствии с этими формулами оценки параметров плазмы дают значения в пределах $\sim(10^{15} - 10^{16})$ частиц, при указанных выше параметрах оптической системы, что находится в соответствии с экспериментальными данными, опубликованными в работах [1, 14].

Кинематика лазерной плазмы внутри вакуумной камеры определялась приближенной моделью разлета, описанной в работах [6, 15, 16]. Она предполагает линейную зависимость поля скоростей от радиуса r , а также наличие четких переднего и заднего плазменных фронтов сферической формы с радиусами соответственно R_1 и R_2 , движущихся со скоростями $V_1 \sim 10^5$ м/с и $V_2 \sim 10^4$ м/с, что является следствием известных экспериментальных данных [14]. Из этих модельных представлений вытекают следующие приближенные выражения для полей скоростей и концентраций ионов с зарядностью Z :

$$\mathbf{V}(r, t) = V_1 \frac{\mathbf{r}}{R_1(t)}, \quad [R_2(t) \geq |\mathbf{r}| \leq R_1(t)], \quad (5)$$

$$R_{1,2}(t) = a + V_{1,2}t,$$

$$n(\mathbf{r}, t, Z) \cong \frac{3N(Z)}{4\pi} \frac{\Phi[R_1(t) - |\mathbf{r} - \mathbf{e}_z R_1(t)|] \Phi[|\mathbf{r} - \mathbf{e}_z R_1(t)(V_2/V_1)| - R_1(t)(V_2/V_1)]}{R_1(t)^3 (1 - V_2^3/V_1^3)}, \quad (6)$$

где $\Phi(x)$ – функция Хевисайда.

Модель предполагает, что сгусток лазерной плазмы представляет собой шар, расширяющийся со скоростью V_1 , центр которого одновременно смещается с такой же скоростью в направлении нормали к поверхности мишени, а поверхность переднего фронта плазмы задается уравнением:

$$x^2 + y^2 = R_1(t)^2 - [z - R_1(t)]^2.$$

Такое представление успешно использовалось при расчетах ускорительных трубок с лазерным источником дейтронов (см., например, [17]).

При использовании ЛПИИ в системе инъекции ЛУИ с высокочастотной фокусировкой выдвигаются требования по соизмеримости эмиттанса ионного пучка на выходе ЛПИИ с входным акцептансом ускорителя и обеспечении длительности импульса тока ионов на уровне ~ 10 мкс, определяемого следующим выражением:

$$\Delta t \cong (L + H_1)(V_2^{-1} - V_1^{-1}),$$

где L – расстояние от поверхности мишени до переднего торца трубки дрейфа длины H_1 , которая для обеспечения указанных длительностей импульса тока, согласно приведенной формулы, должна составлять несколько м

Число частиц, которые могут при свободном расширении плазменного облака попадать в цилиндр Фарадея коллектора экспериментальной установки диаметра D , имитирующего вход в ускоритель, определяется, с учетом выражений (5) и (6), следующей формулой:

$$N_{k0}(Z) \approx \frac{1}{16} N(Z) \left(\frac{D}{H_1 + L} \right)^2 < 10^{11}.$$

Такое количество ионов представляется недостаточным для эффективной работы ЛУИ. Его увеличение может быть достигнуто в результате контрагирования ионного потока в трубке дрейфа магнитным полем соленоида радиуса R_s и длиной H_s с плотностью распределения витков с током I_s вдоль продольной оси, задаваемой функцией $v(z) = \frac{dN_s}{dz}$.

Выбор параметров соленоида и трубки дрейфа осуществлялся по результатам компьютерного эксперимента, в процессе которого для расчета индукции магнитного поля использовалась формула, вытекающая из закона Био–Савара–Лапласа после интегрирования по азимутальной координате:

$$\mathbf{B}_s(r, z) = I_s \left\{ \mathbf{e}_r \int_0^{H_s} dz_0 v(z_0) b_r[R_s, r, (z - z_0)] + \mathbf{e}_z \int_0^{H_s} dz_0 v(z_0) b_z[R_s, r, (z - z_0)] \right\},$$

где

$$b_r(\rho, r, z) = \frac{\mu_0}{2\pi} \left\{ E[f(\rho, r, z)] \frac{\rho^2 + r^2 + z^2}{(\rho - r)^2 + z^2} - K[f(\rho, r, z)] \right\} \times \frac{z}{r\sqrt{(\rho + r)^2 + z^2}},$$

$$b_z(\rho, r, z) = \frac{\mu_0}{2\pi} \left\{ E[f(\rho, r, z)] \frac{\rho^2 - r^2 - z^2}{(\rho - r)^2 + z^2} + K[f(\rho, r, z)] \right\} \frac{1}{\sqrt{(\rho + r)^2 + z^2}}$$

– компоненты вектора индукции магнитного поля, создаваемого тонким кольцом радиуса ρ с единичным током в точке пространства с цилиндрическими координатами r, z ; μ_0 – магнитная постоянная,

$$f(\rho, r, z) = \frac{4\rho r}{(\rho + r)^2 + z^2};$$

$K(x)$ и $E(x)$ – полные эллиптические интегралы первого и второго рода.

Увеличение ионного потока на коллектор при воздействии на него магнитным полем оценивалось по результатам компьютерного расчета траекторий ионов. Алгоритм расчета основывался на системе дифференциальных уравнений с независимой переменной z относительно поперечных декартовых координат иона $\{x, y\}$ и проекций его скоростей $\{V_x, V_y\}$, имеющей следующий вид:

$$\begin{cases} \frac{dV_x}{dz} = \eta \left[\frac{V_y}{\sqrt{4V_1^2 \cos^2 \gamma - V_x^2 - V_y^2}} B_z(x, y, z) - B_y(x, y, z) \right], \\ \frac{dV_y}{dz} = \eta \left[B_x(x, y, z) - \frac{V_x}{\sqrt{4V_1^2 \cos^2 \gamma - V_x^2 - V_y^2}} B_z(x, y, z) \right], \\ \frac{dx}{dz} = \frac{V_x}{\sqrt{4V_1^2 \cos^2 \gamma - V_x^2 - V_y^2}}, \\ \frac{dy}{dz} = \frac{V_y}{\sqrt{4V_1^2 \cos^2 \gamma - V_x^2 - V_y^2}}, \end{cases}$$

где γ – угол, под которым рассматриваемый ион виден из точки образования плазмы, $\eta = \frac{eZ}{MA}$, M – масса нуклона, A – атомная масса иона.

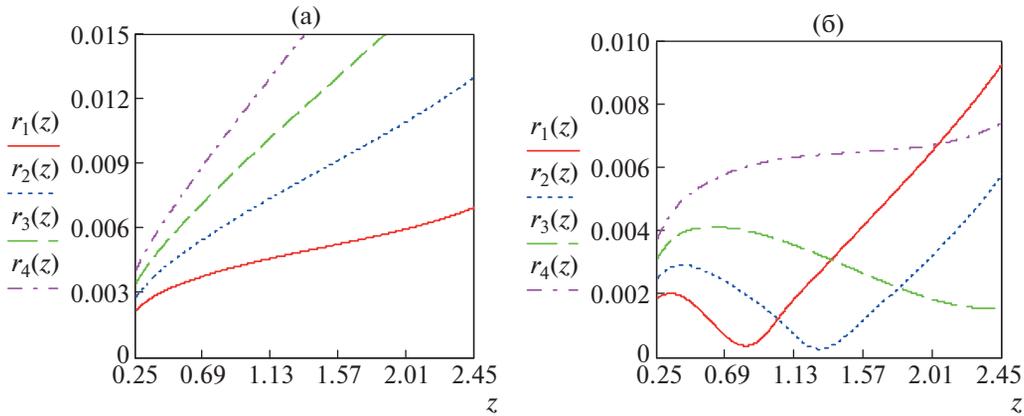


Рис. 2. Семейства траекторий ионов ${}^9\text{Be}^{+1}$ внутри трубки дрейфа длиной 2 м. Зависимости $r_{1,2,3,4}(z)$ соответствуют углам $\gamma = 0.01; 0.0125; 0.015; 0.0175$. Кривые на фрагменте (а) получены для значения индукции на оси соленоида $B = 3.6$ мТл, (б) $B = 7.2$ мТл.

$$B_{x,y}(x, y, z) = I_s \int_0^{H_s} dz_0 v(z_0) b_r \left[R_s, \sqrt{x^2 + y^2}, (z - z_0) \right] \frac{\{x, y\}}{\sqrt{x^2 + y^2}},$$

$$B_z(x, y, z) = I_s \int_0^{H_s} dz_0 v(z_0) b_z \left[R_s, \sqrt{x^2 + y^2}, (z - z_0) \right].$$

На рис. 2 представлены в качестве примера характерные семейства расчетных траекторий ионов бериллия первой зарядности:

$$r(z, \gamma) = \sqrt{x(z, \gamma)^2 + y(z, \gamma)^2},$$

параметром которых является угол γ .

Начальные условия при решении уравнений динамики в данном случае определялись выражениями:

$$\{x_0 = 0, y_0 \cong 20a\gamma, z_0 = 20a \cos^2 \gamma\};$$

$$\{V_{x0} = 0, V_{y0} \cong 2V_1\gamma\},$$

полученными, с использованием соотношения (5), как условия вхождения иона в область прекращения столкновений, когда начинает работать формула (4).

Как видно из рисунка, при значениях $B = 7$ мТл все рассмотренные ионы попадают на коллектор экспериментальной установки с входным диаметром $D = 0.03$ м, а при меньших значениях индукции ($B = 3.5$ мТл) значительная часть их теря-

ется. Аналогичный результат был получен для ионов других зарядностей и масс.

Оценка полного числа ионов попадающих на коллектор, по данным компьютерного эксперимента, выполненная на качественном уровне, из-за отсутствия достоверных данных масс-спектрометрии ионного состава, при значениях $B \geq 5$ мТл дает значение $N_K > 10^{12}$. Это значение более чем на порядок превышает оценку число ионов, попадающих на коллектор при свободном расширении плазменного облака – N_{K0} .

Аналогичные данные были получены в результате физического моделирования ЛПИИ на экспериментальной установке (см. табл. 1).

Как видно из таблицы результаты компьютерного и физического эксперимента на качественном уровне совпадают. Это говорит об адекватности приближенной физической модели процесса, используемой в компьютерных расчетах и правильном выборе параметров соленоида и трубки дрейфа.

В результате компьютерного эксперимента было установлено также, что в процессе формирования плазменного потока продольные скорости ионов остаются постоянными до третьего знака, а варьирование функции распределения витков вдоль продольной оси на уровне $\leq 50\%$ практически не влияет на динамику ионов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. В результате проведенных исследований разработан алгоритм расчета динамики ионов в ЛПИИ с контрагированием плазмы длинным соленоидом.

2. По данным компьютерного эксперимента разработан, изготовлен и запущен действующий макет импульсного ЛПИИ.

Таблица 1

I_s, A	0	5	10
$B, \text{ мТл}$	0	3.6	7.2
Δt (по основанию), мкс	7	7	7
N_K	2.8×10^{11}	3.5×10^{12}	5.6×10^{12}

3. Показана возможность получения на выходе ЛПИИ, при длине трубки дрейфа ≤ 2 м и энергии лазерного импульса $\sim 0.1-1$ Дж, свыше 10^{12} ионов/импульс.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Ананьин О.Б., Афанасьев Ю.В., Быковский Ю.А., Крохин О.Н.* Лазерная плазма. Физика и применение. 2003. Москва: МИФИ.
2. *Сильнов С.М.* Лазерная плазма на поздних стадиях разлета. Эксперимент, физика, масс-спектрометрия. 2007. Москва: "ЧеРо".
3. *Быковский Ю.А., Неволин В.Н.* Лазерная масс-спектрометрия. 1985. Москва: Атомиздат.
4. *Афанасьев Ю.В., Басов Н.Г.* Лазерный термоядерный синтез. Серия "Наука и человечество". 1981. Москва: Знание. С. 131–151.
5. *Anan'in O.B., Kozlovsky K.I., Tsybin A.S., Shikanov A.E.* // At. Energy. 2013. V. 115 (2). P. 137–141.
6. *Shikanov A.E.* // Plasma Phys. Rep. 2021. V. 47 (4). P. 377–383.
7. *Гулько В.М., Козловский К.И., Коломиец Н.Ф. и др.* Атомная энергия. 1982. Т. 52. № 4. С. 271–272.
8. *Ripin V.H., Manka C.K., Peysner T.A. et al.* // Laser Part. Beams. 1990. V. 7. P. 183–191.
9. *Ананьин О.Б., Быковский Ю.А., Козырев Ю.П., Цыбин А.С.* // Письма в ЖЭТФ. 1973. Т. 17. № 9. С. 460–463.
10. *Ананьин О.Б., Балдин А.М., Безногих Ю.Д. и др.* // Квантовая электроника. 1977. Т. 4. № 7. С. 1547–1553.
11. *Govorov A.I., Kalagin I.V., Monchinsky V.A.* // Laser Part. Beams. 1996. V. 14 (3). P. 439–442.
12. *Богданович Б.Ю., Нестерович А.В., Шиканов А.Е. и др.* Дистанционный радиационный контроль с линейными ускорителями. Т. 1. 2009. Москва: Энергоатомиздат.
13. *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. 2008. Москва: Физматлит.
14. *Вергун И.И., Козловский К.И., Козырев Ю.П. и др.* // Журнал технической физики. 1979. Т. 49. № 5. С. 2003–2006.
15. *Дыдычкин В.Н., Шиканов А.Е.* // Атомная энергия. Т. 70. № 2. 1991. С. 135–137.
16. *Шиканов А.Е., Вовченко Е.Д., Козловский К.И., Шатохин В.Л.* // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 49. № 3. С. 59–62.
17. *Войтенко В.А., Гулько В.М., Коломиец Н.Ф. и др.* // Приборы и техника эксперимента. 1988. № 5. С. 34–35.

Formation of Ion Fluxes of Laser Plasma by Azimuthally Symmetric Magnetic Fields

E. D. Vovchenko¹, *, O. V. Deryabochkin¹, K. I. Kozlovskij¹, A. P. Melekhov¹, S. M. Polozov¹, and A. E. Shikanov¹

¹*National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia*

**e-mail: edvovchenko@mail.ru*

Received July 19, 2021; revised August 9, 2021; accepted August 14, 2021

Abstract—The formation of ion fluxes of the laser plasma by axially symmetric magnetic field is studied. An algorithm for forming ion fluxes is developed and a computer experiment is carried out. As a result of the computer and physical experiments, it is shown that ion packets with a duration exceeding several microseconds, which contain more than $\sim 10^{12}$ particles at a flight distance of about 2 m, can be obtained at the output of a laser - plasma ion source.

Keywords: ion fluxes, laser plasma, magnetic field