

## ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ ТРУБЧАТЫХ ПУЧКОВ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ В ПЛАЗМЕННОЙ ЛИНЗЕ

*А. А. Дроздовский, А. А. Голубев, Б. Ю. Шарков, С. А. Дроздовский,  
А. П. Кузнецов, Ю. Б. Новожилов, П. В. Сасоров, С. М. Савин, В. В. Яненко*  
ФГУП ГНЦ РФ Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

Полые цилиндрические пучки тяжелых ионов высокой энергии являются эффективным драйвером для облучения мишеней с целью получения вещества сверхплотного состояния. Работа посвящена изучению формирования полых пучков с помощью плазменной линзы. Расчеты и измерения проводились с пучком  $C^{+6}$  с энергией 200 МэВ/а. е. м. Приведен анализ полученных результатов.

Hollow cylinder shaped beams of high energetic heavy ions are efficient drivers for implosion targets to create matter in a highly compressed state. The work deals with the study of the formation of a hollow beam in the plasma lens. Calculations and measurements were performed with a  $C^{+6}$  beam of 200 MeV/amu energy. The obtained results and analysis are reported.

PACS: 29.25.-t; 29.27.-a

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время активно разрабатывается предложенная в ИТЭФ схема получения сверхплотного состояния вещества, в которой цилиндрическая «мишень» (в частности, топливный элемент ИТС) сжимается и «зажигается» посредством облучения пучком тяжелых ионов [1]. Рассматриваются два способа облучения кольцевого слоя: либо путем

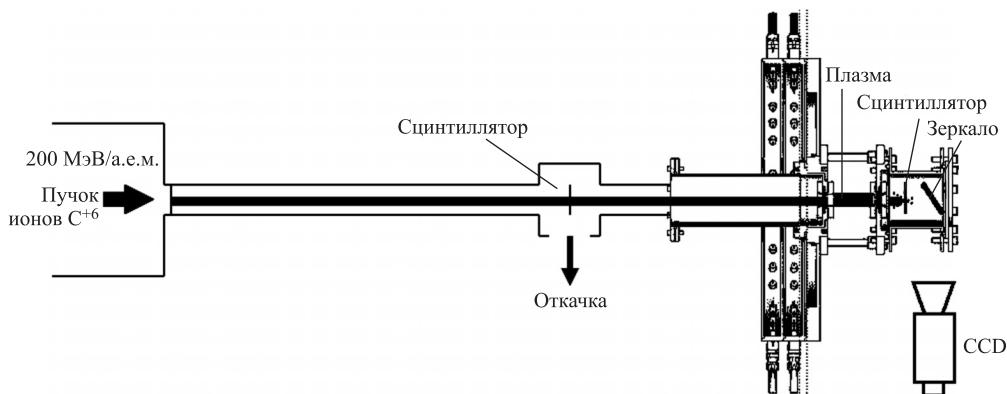


Рис. 1. Схема расположения плазменной линзы на канале вывода

быстрого вращения тонкого пучка, либо трубчатым пучком. Данная работа посвящена исследованию формирования трубчатого пучка с использованием плазменной линзы. Схема плазменной линзы ИТЭФ [2] представлена на рис. 1. Фокусировка ионного пучка в плазменной линзе осуществляется следующим образом: импульсный ток плазменного разряда создает азимутальное магнитное поле, и на ионы, вводимые вдоль оси линзы, действует фокусирующая радиальная сила. Структура фокусирующего поля в ней определяется распределением плотности тока. На рис. 2 показана временная развертка тока разряда и светимости плазмы. Распределение тока существенно изменяется в течение разряда и большую часть времени является неоднородным. Поэтому в общем случае плазменная линза является нелинейной и может существенно изменять распределение поперечной плотности фокусируемого пучка. Реальность преобразования обычного ионного пучка в трубчатый была продемонстрирована экспериментально в GSI [3]. Исследования, проводимые на плазменной линзе ИТЭФ, подтвердили возможность создания таких пучков в широком диапазоне режимов работы линзы. На рис. 3 приведены отображения пучка ионов  $C^{+6}$  с энергией 200 МэВ/а.е.м. на сцинтилляторе на различных расстояниях от выхода из разрядной трубки.

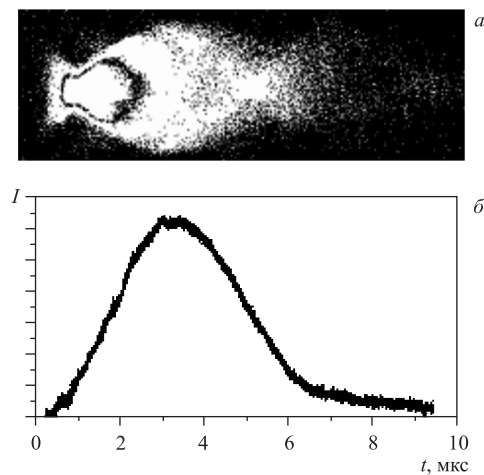


Рис. 2. Развертка во времени светимости плазменного столба (а) и тока разряда (б)

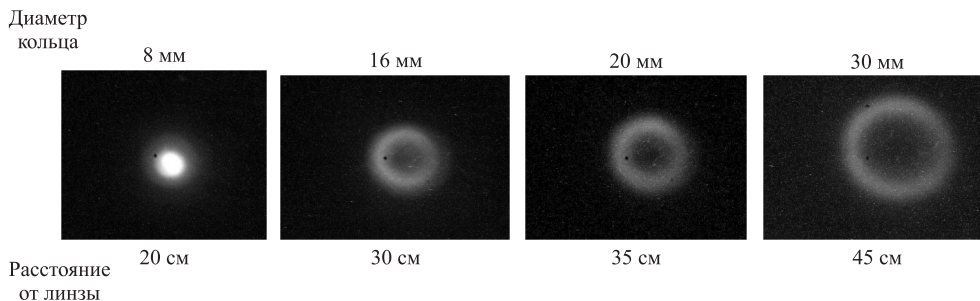


Рис. 3. Свечение сцинтиллятора в ряде сечений трубчатого пучка

### ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Численные исследования показали, что обязательным условием получения пучка с внутренним провалом распределения плотности является наличие ядра распределения разрядного тока в плазменной линзе. Возникает вопрос: какое распределение тока приводит к формированию трубчатого ионного пучка? Анализ показал, что эта задача может быть решена в приближении тонкой линзы. В этом случае параксиальный пучок с нулевым эмиттансом преобразуется в трубчатый, если распределение азимутального магнитного поля в плазменной линзе имеет вид

$$B = a + br, \quad (1)$$

где  $a$  и  $b$  — константы. Такое распределение получается, если распределение плотности разрядного тока является суперпозицией однородного распределения и сингулярного, спадающего обратно пропорционально расстоянию  $r$  от оси линзы:

$$j = \frac{I_0}{\pi R^2} + \frac{I_s}{2\pi Rr}. \quad (2)$$

Здесь  $R$  — апертура плазменной линзы, в пределах которой протекает однородный ток  $I_0$  и сингулярный  $I_s$ . В этих обозначениях имеем

$$B = B_0 \left( \frac{r}{R} + \frac{I_s}{I_0} \right), \quad (3)$$

где  $B_0$  — напряженность поля, обусловленного однородным током  $I_0$  на краю разряда радиусом  $R$ . В такой линзе пучок ионов фокусируется в кольцо радиусом

$$\rho = \frac{RI_s}{I_0} \quad (4)$$

на расстоянии от линзы

$$z = \frac{R\mathcal{R}}{B_0L}, \quad (5)$$

где  $L$  — длина линзы, а  $\mathcal{R}$  — жесткость пучка ионов. Отметим, что  $z_0$  равно фокусному расстоянию той же плазменной линзы в отсутствие сингулярной составляющей тока. На рис. 4 показана картина траекторий пучка ионов  $C^{+6}$  с энергией 200 МэВ/а. е. м. Для рассматриваемого приближения толщина кольцевого слоя в плоскости  $z$  равна нулю.

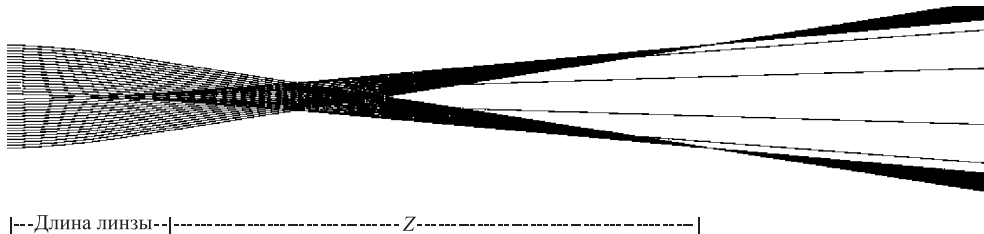


Рис. 4. Траектории пучка фокусируемых ионов

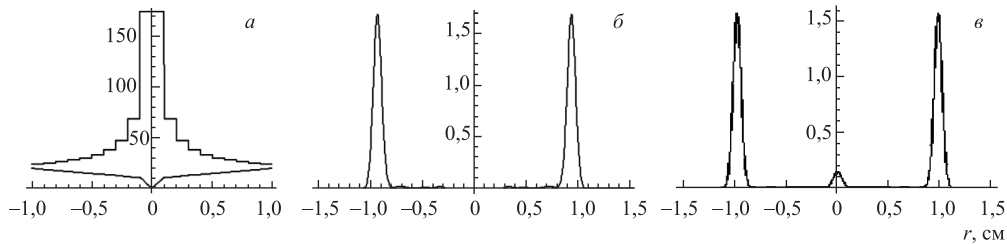


Рис. 5. Распределение плотности ионов при дискретном распределении (а) разрядного тока для эмиттанса  $\Theta = 0$  (б) и при аналитическом распределении для  $\Theta = 10$  мм·мрад (в).  $R = 1$  см,  $L = 10$  см,  $z = 18$  см,  $\rho = 1$  см,  $I_s/I_0 = 1$ ,  $I_s + I_0 = 100$  кА

При получении полого пучка, удовлетворяющего практическим требованиям, которые, естественно, допускают ненулевые значения толщины кольцевого слоя и плотности частиц внутри полости, распределение разрядного тока не должно быть столь экстремальным. Так, если размер однородного ядра разрядного тока значительно меньше размера пучка, то и число частиц внутри полости будет незначительно. На рис. 5 представлены распределения плотности тока ионов в образованном трубчатом пучке в случае ступенчатой аппроксимации теоретического распределения разрядного тока в линзе (2) с ядром радиусом  $0,1 R$  для нулевого эмиттанса пучка, а также в случае аналитического распределения (2) для реального эмиттанса пучка.

Как видим, учет реальной величины фазового объема фокусируемого пучка нивелирует эффект отличия реального распределения тока в плазменной линзе от модели идеальной тонкой линзы. Какое распределение существует в реальности, можно оценить путем сравнения характеристик пучка, полученного в эксперименте, с различными вариантами численных моделей.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

После установки плазменной линзы на канале вывода пучка тяжелых ионов из ускорительно-накопительного комплекса ТВН ИТЭФ были проведены обзорные экспериментальные исследования возможности использования линзы как для острой фокусировки,

так и для формирования трубчатых пучков. На рис. 1 представлена схема экспериментальной установки. Разрядная трубка имеет размеры  $R = 1$  см и  $L = 10$  см. Длительность импульса тока плазменного разряда составляла 5 мкс, а длительность импульса тока ионного пучка 0,3 мкс (рис. 6).

Общим выводом для проведенных исследований является следующее: за время плазменного разряда распределение тока не успевает стать равномерным по сечению разрядной трубки. При острой фокусировке это проявляется в том, что измеренное фокусное расстояние меньше расчетного. В то же время почти на всей поперечной области импульса разрядного тока пучок ионов, выходящий из линзы, становится на

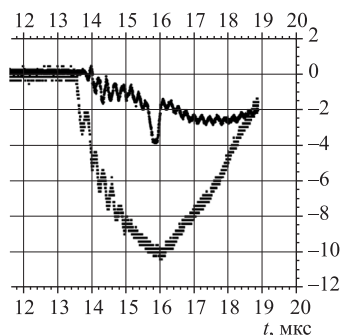


Рис. 6. Осциллограмма токов пучка ионов (верхняя кривая) и плазменного разряда

измеренное фокусное расстояние меньше расчетного. В то же время почти на всей поперечной области импульса разрядного тока пучок ионов, выходящий из линзы, становится на

определенной дистанции трубчатым. На рис. 7 представлены результаты, относящиеся к формированию трубчатого пучка относительно небольшого диаметра, меньше 1 см, соответствующего размерам цилиндрической мишени для ИТС [4]. При этом плазменная линза работает при сравнительно небольших токах,  $I \geq 100$  кА, и с хорошим приближением может рассматриваться как тонкая линза.

Были проведены численные расчеты динамики плазмы внутри разрядной трубки плазменной линзы и определены распределения тока в плазме. Расчеты велись в одномерном

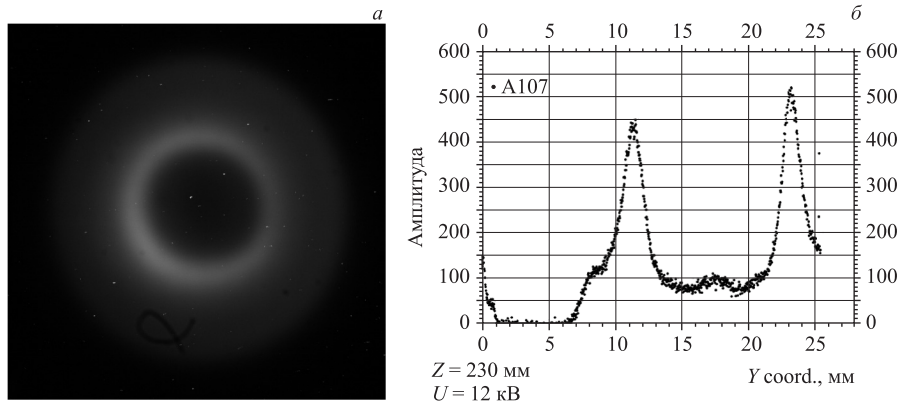


Рис. 7. Свечение сцинтиллятора (а) и распределение плотности ионов при  $Z = 230$  мм в моменты времени 2,3 мкс после начала разряда (б)

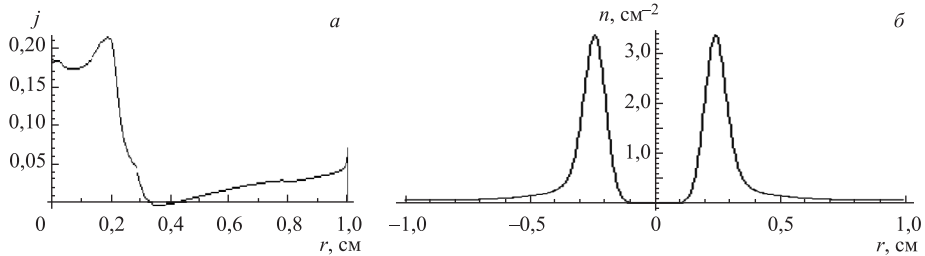


Рис. 8. Распределение плотности тока в плазме и сфокусированных ионов при  $Z = 230$  мм в моменты времени 1,3 мкс после начала разряда, рассчитанные в МГД-приближении

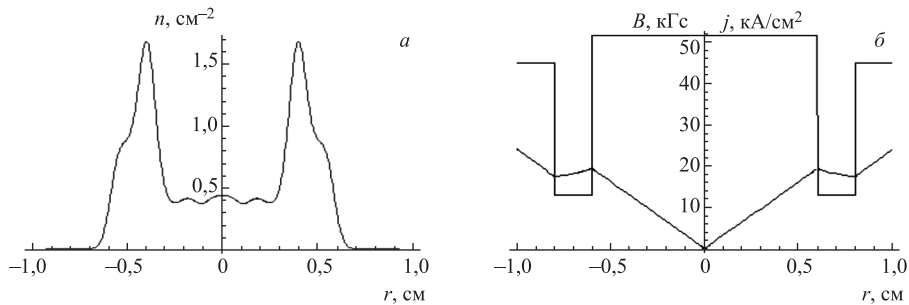


Рис. 9. Распределение плотности ионов при  $Z = 230$  мм и соответствующее ему распределение разрядного тока, подобранное расчетным путем

МГД-приближении [5]. Приток вещества в плазму из-за испарения материала стенки разрядной трубки учитывался в предположении пренебрежимо малых потерь энергии на испарение. Рассчитанные распределения плотности тока в плазме и ионов в сфокусированном пучке в момент образования пинча плазменного разряда приведены на рис. 8.

Наиболее адекватным экспериментальным данным оказалось распределение плотности ионов в сфокусированном пучке, соответствующее моменту образования плазменного пинча. Тогда как для момента максимума разрядного тока распределение сильно отличается от экспериментального (рис. 7). На рис. 9 показано, какого типа распределение разрядного тока дает фокусирующий эффект, близкий к экспериментальному. Видимо, вклад тока, обусловленного испарением стенки, значительно превосходит расчетную величину.

### ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В данной конфигурации плазменной линзы в области максимальной величины разрядного тока последний сосредоточен во внутренней части сечения. Поэтому линза даже в области максимума разрядного тока является нелинейной при инжекции в нее пучка, поперечное сечение которого совпадает с размером разрядной трубки.

Получены теоретические зависимости распределения разрядного тока в линзе для формирования идеальных трубчатых пучков с заданными параметрами.

Экспериментально продемонстрирована возможность получения трубчатых пучков ионов с размерами, требуемыми для облучения цилиндрической мишени ИТС.

Сравнение результатов исследований плазменной линзы в GSI и ИТЭФ показывают, что вид пространственно-временного распределения разрядного тока сильно зависит от длительности разряда, геометрических и других параметров линзы. Это позволяет надеяться на возможность получения требуемого трубчатого пучка для имплозии мишени в импульсном термоядерном реакторе.

Плазменная линза является хорошим инструментом для исследования процессов в пинчевом плазменном разряде, позволяющем осуществлять точные измерения без влияния на эти процессы.

Работа выполнена при поддержке Российского федерального агентства по атомной энергии (контракт Н.4е. 45.03.09.1085).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sharkov B. Yu. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 2001. V. 464. P. 1–5.
2. Drozdovskiy A. et al. // Eur. Part. Accel. Conf. «EPAC'08», June 2008; <http://web.cern.ch/accelconf/>
3. Neuner U. et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 4518.
4. Ядерный синтез с инерционным удержанием / Под ред. Б. Ю. Шаркова. М.: Физматлит, 2005. С. 111.
5. Боброва Н. А. и др. // Физика плазмы. 1996. Т. 22(5). С. 387–402.