

РАДИАЛЬНАЯ СТРУКТУРА ИОННОГО ПУЧКА БОЛЬШОГО СЕЧЕНИЯ

В.Л.Бобров, А.А.Казякин, А.Р.Каримов, Ю.В.Макаров

В данной работе изучались импульсные (длительность импульса порядка 10^{-5} с) сильноточные (10 А) ионные пучки с характерным поперечным размером порядка 0.1 м. В силу малых времен и больших характерных поперечных размеров пучка интерес представляет процесс формирования радиальной структуры пучка, поскольку известно [1], что в таких системах могут реализоваться существенно неоднородные профили в отличие от известных равновесных распределений гауссовского типа [2,3]. Образование радиального распределения может, по-видимому, определяться такими факторами, как неоднородность начального распределения или неравновесность в пучке, источником которой является сам пучок.

Схема эксперимента представлена на рис. 1. Использованный источник ионов с периферийным магнитным полем КОВАР20/10 имеет следующие параметры: ток пучка до 13 А, энергия протонов до 13 кэВ, диаметр выходной апертуры источника 0.11 м, длительность импульса тока пучка от 10 до 30 мкс, ИОС — трехэлектродная, фокусное расстояние ионной оптики 0.8 м, режим работы источника — одиночные импульсы. Начальный вакуум в рабочей камере составлял $2-5 \cdot 10^{-6}$ Тор, к моменту поступления пучка в камеру величина среднего по объему давления, оцененная по величине напуска, составляла $8 \cdot 10^{-4}$ Тср. Ток разряда и напряжение разряда составляли 400 – 450 А и 50 – 60 В соответственно. Ток разряда практически полностью обеспечивался током электронов с катода. Расстояние от поверхности ионной оптики до входа в магнит 0.15 м. Поворот пучка осуществлялся секторным магнитом с зазором 0.055 м между обкладками полюсов. Ось источника ионов лежит в медианной плоскости и перпендикулярна входной плоскости магнита. Входная плоскость располагалась на расстоянии 0.16 м от выходной линзы ИОС источника. Равновесный радиус поворота пучка составлял 0.4 м.

Профили тока пучка по траектории внутри магнита регистрировались поворотным коллектором, ориентированным перпендикулярно траектории равновесной частицы и имеющим только одну степень свободы — угол поворота, который составлял $15-75^\circ$. Для измерения профиля плотности в z и r -направлении использовались зонды, расположенные на прямых, проходящих через зонд, соответствующий равновесной траектории.

Экспериментальные распределения плотности по сечению пучка в радиальном направлении в магните представлены на рис. 2. В z -направлении на расстоянии порядка 1 см от центрального зонда для всех углов поворота коллектора реализуется однородное распределение с характерной величиной, равной значению на центральном зонде. Учитывая симметрию пучка относительно равновесной траектории пучка по результатам измерений на входе в магнит, можно заклю-

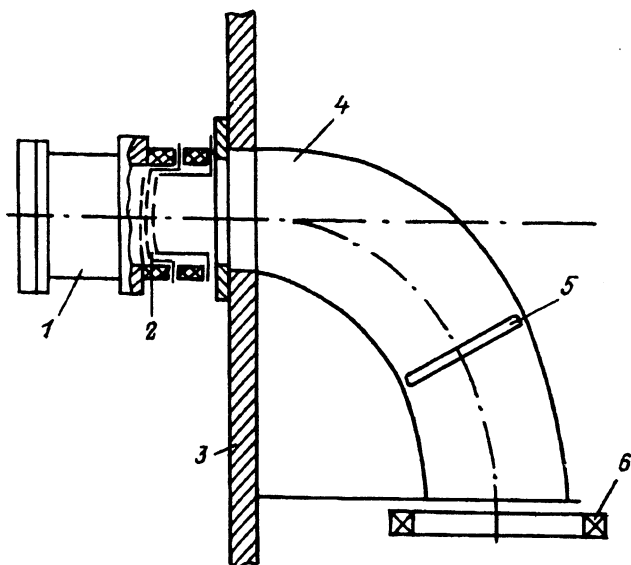


Рис. 1. Схема эксперимента по транспортировке протонного пучка.
 1 — ионный источник, 2 — ионно-оптическая система источника, 3 — вакуумная камера, 4 — магнит, 5 — поворотный коллектор, 6 — индукционный датчик.

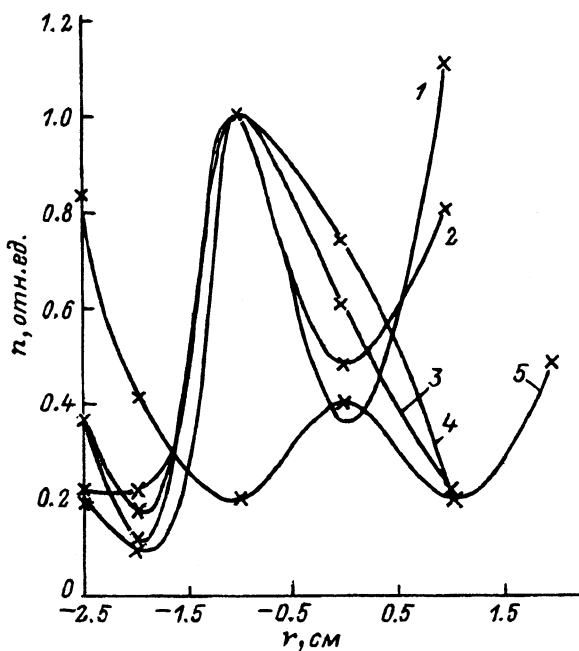


Рис. 2. Распределение плотности по сечению пучка.
 φ , град: 1 — 15, 2 — 30, 3 — 45, 4 — 60, 5 — 70.

чить, что распределение плотности вблизи равновесной траектории имеет минимум.

Данное распределение может формироваться от источника, неоднородный профиль плотности пучка которого в плоскости ионной оптики подобен распределению, регистрируемому коллектором. В частности, в [4] указывалось, что подобное распределение может получаться под действием перезарядки при прохождении пучка в существенно неоднородной среде, когда диаметр пучка соизмерим с характерным размером неоднородности или в процессе транспортировки пучка под действием собственного поля пучка и ионной оптики. Однако в рассматриваемой ситуации последний вариант нереализуем, поскольку экспериментальные результаты соответствуют временам, когда процесс установления компенсации заряда пучка прошел. Действительно, при среднем фоновом давлении не менее 10^{-4} Тор оценка времени установления квазинейтральности составит не более 0.5 мкс, тогда как характерный масштаб времени наблюдения пучка совпадает с длительностью импульса. Тогда для анализа зависимостей можно воспользоваться расчетами, приведенными в [4].

В качестве начального неоднородного профиля использовалось распределение

$$n_b = \begin{cases} 0, & r < R_a, \\ n_0, & R_a < r < R_b \end{cases}$$

(здесь $R_a = 0.025$ м, $R_b = 0.05$ м) и соответствующее однородное ($R_b = 0$). Естественно, что данные распределения следует рассматривать как предельные, между которыми заключен реальный профиль, отвечающий наблюдаемому распределению. Сопоставление расчетных и экспериментальных данных проводилось с учетом компонентного состава, энергетического спектра и фокусирующих свойств системы.

Из сравнения расчетов с однокомпонентным и трехкомпонентным составом получено, что в условиях эксперимента дисперсия по массам проявляется до угла поворота 30° . Вплоть до угла 60° (угол 60° соответствует фокусу ионной линзы) происходит фокусировка пучка, связанная с работой ионной оптики и действием магнитного поля. Смещение равновесной траектории в эксперименте от расчетных вариантов происходит из-за отличия параметров системы от номинальных значений.

Экспериментальная кривая заключена между расчетными зависимостями при $\varphi = 15, 30^\circ$. В области кроссовера и далее характерный размер неоднородности в эксперименте больше, чем аналогичная величина в расчете, что можно объяснить действием теплового разброса. Такой ход экспериментального распределения достаточно хорошо согласуется с зависимостью по влиянию теплового разброса на размер пучка. Таким образом, сравнивая соответствующие экспериментальные и расчетные данные, можно сделать заключение о возможности образования данного экспериментального радиального распределения за счет неоднородности начального распределения и теплового разброса.

- [1] *Незлин М.В.* Динамика пучков в плазме. М.: Энергоиздат, 1982.
 [2] *Holms A.J.T.* // *Segn. Sci. Rept.* 1987. P. 79.
 [3] *Девидсон Р.* // Основы физики плазмы / Под ред. А.А. Галеева, Р. Судана. Доп. к Т. 2. М.: Энергоиздат, 1984.
 [4] *Бобров В.Л., Казякин А.А. и др.* // Письма в ЖТФ. Т. 19. Вып. 5. С. 52.

Поступило в Редакцию
6 июля 1993 г.

04:07
© 1994 г.

Журнал технической физики, т. 64, в. 6, 1994

ОСЛАБЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ НЕОДИМОВОГО ЛАЗЕРА В СГУСТКЕ ВОЗДУШНОЙ ПЛАЗМЫ ОПТИЧЕСКОГО ПРОБОЯ

С.Ю.Баев, Н.Н.Белов

Широкие численные исследования рассеяния света на очаге оптического пробоя [1,2] выявили основные закономерности развития и структуру рассеяния света в приближении “мягких” частиц. В [1] построена модель изменения индикатрисы рассеяния при расширении очага светового разряда. Расчеты [3,4], выполненные для частиц серебра и золота, показали принципиальное отличие оптических полей в проводящих и непроводящих частицах. В настоящей работе выполнены расчеты по теории Ми распределения светового поля в сгустке воздушной плазмы оптического пробоя на $\lambda = 1.06$ мкм.

Исследования оптических полей в плазме лазерного разряда на $\lambda = 1.06$ мкм проведены на ЕС-1046 с четверной точностью расчета сферических функций Риккати-Бесселя. Алгоритмы программы расчета описаны в [4,5]. Вычисления выполнены в диапазоне радиусов частиц $a = 10^{-7} - 10^{-2}$ см. Для каждой частицы рассчитывалось распределение оптического поля в 40 равноотстоящих точках главного диаметра, ориентированного в направлении распространения излучения. В качестве выходной характеристики использованы значения относительной интенсивности B_{ef} поля внутри частицы [1-4]. В расчетах использовано значение комплексного показателя преломления $m = n - ik$ с $n = 0.7$ и $k = 0.45$ для воздушной плазмы оптического пробоя на длине волны 1.06 мкм из работы [6].

На рисунке представлена зависимость интенсивности светового поля B_{ef} внутри плазменного сгустка радиуса a от координаты z (ось z направлена вдоль главного диаметра в направлении распространения излучения на освещенной поверхности $z = 0$) в широком диапазоне значений параметра дифракции $\rho = 2\pi a/\lambda$. Неоднородность электромагнитного поля в частице характеризовалась величиной $\beta = (B_{ef}^{\max} - B_{ef}^{\min})/B_{ef}^{\max}$, где B_{ef}^{\max} и B_{ef}^{\min} — максимальное и минимальное значения поля в частице. Если в качестве критерия однородности ЭМ поля